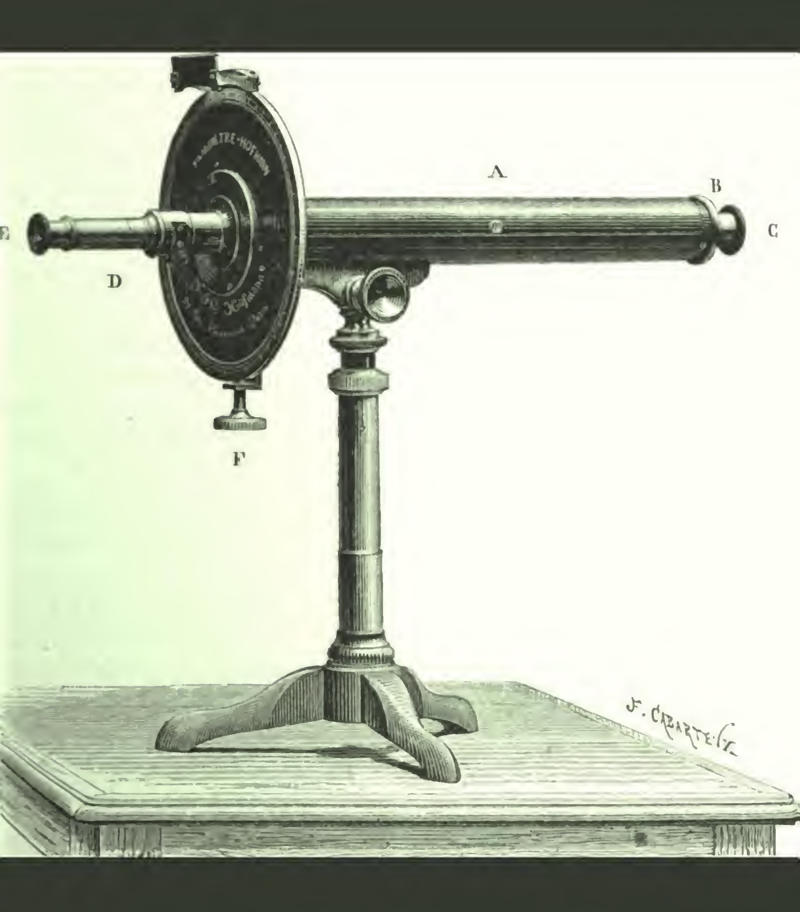


REPERTORIUM FOR EXPERIMENTAL-PHYSIK ...







REPERTORIUM

FÜR

EXPERIMENTAL-PHYSIK,

FÜR

PHYSIKALISCHE TECHNIK

etc.

SIEBZEHNTER BAND.

MIT EINEM ATLAS VON IX TAFELN.

REPERTORIUM

FÜR

EXPERIMENTAL-PHYSIK,

FÜR

PHYSIKALISCHE TECHNIK,

MATHEMATISCHE UND ASTRONOMISCHE INSTRUMENTENKUNDE.

HERAUSGEGEBEN

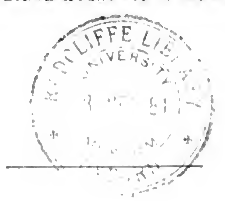
VON

DR PH. CARL,

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER KGL. KRIEGS-AKADEMIE IN MÜNCHEN.

SIEBZEHNTER BAND.

MIT EINEM ATLAS VON IX TAFELN.



MÜNCHEN UND LEIPZIG 1881.

DRUCK UND VERLAG VON R. OLDENBOURG.

Inhalt.



Ueber eine einfache Methode zur Bestimmung der Brennpunkte und der Abweichungskreise eines Fernrohrobjectivs für Strahlen verschiedener Brechbarkeit.

Von

Prof. **H. C. Vogel.**

(Aus den Berliner Monatsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

(Mit Tafel I.)

Stellt man das Ocular eines auf einen Stern gerichteten astronomischen Fernrohrs so ein, dass der Stern ein möglichst kleines Bild zeigt, und bringt hinter dem Ocular einen Prismensatz mit gerader Durchsicht an, so wird das Sternbild in ein Spectrum ausgezogen, welches durchaus nicht linear ist, sondern in den meisten Fällen eine Figur zeigen wird, ähnlich der in Fig. 1 der Taf. I dargestellten. Nur die intensivsten Theile des Spectrums sind nahezu in eine Linie zusammengedrängt, während das Spectrum sich besonders nach dem blauen Ende stark verbreitert. Die Ursache dieser Erscheinung liegt in dem unvollkommenen Achromatismus des Objectivs.

Bei der Einstellung des Oculars kommen nur die Strahlen, welche den stärksten Eindruck auf das Auge machen (Roth, Gelb und Grün) und welche bei einem gut achromatisirten Objectiv sich nahezu in einem Punkte vereinigen, in Betracht; dort vereinigen sich jedoch die blauen und violetten Strahlen nicht. Letztere werden in einer Ebene, senkrecht auf der optischen Achse des Fernrohrs in dem Vereinigungspunkte der intensivsten Strahlen gedacht, den Stern nicht punktartig, sondern als ein Scheibchen von um so grösserem Durchmesser darstellen, je weiter ihr Schnittpunkt von der erwähnten Ebene absteht. Der Durchmesser dieser Scheibchen, der sog. chromatischen Abweichungskreise, könnte nun aus der erwähnten Figur, welche das Spectrum zeigt, durch directe Messung mit Hilfe eines Mikrometers für jede Farbe gefunden werden; denn offenbar entspricht das Verhältnis der

Breite des Spectrums in einer Farbe zu der Breite desselben in einer anderen Farbe dem Verhältnis der Durchmesser der Abweichungskreise für diese Farben. Viel leichter und sicherer erreicht man jedoch den Zweck, wenn man das Ocular mit dem daran befestigten Prismenkörper in der optischen Achse verschiebt. Bei der kleinsten Veränderung der Oculareinstellung ändert sich die Figur des Spectrums, man bemerkt eine Einschnürung, welche bei den meisten achromatischen Objectiven sich nach dem Violett verschieben wird, wenn man das Ocular weiter herausbewegt. Die Erscheinung erfolgt da, wo sich die betreffenden Strahlen in einem Punkte schneiden; man braucht daher nur die Verschiebung des Oculars mittels einer am Auszugsrohr angebrachten Theilung zu messen, welche nöthig ist, um den Einschnürungspunkt im Spectrum von Blau nach Violett zu verlegen, um sofort die Entfernung der Vereinigungspunkte der blauen und violetten Strahlen und somit auch, durch eine leichte Rechnung, die Grösse der Abweichungskreise zu haben.

Wählt man zur Untersuchung einen hellen weissen Stern, so sieht man in dem verbreiterten Theile des Spectrums deutlich die breiten dunklen Wasserstofflinien, welche direct benutzt werden können, um für ganz bestimmte Stellen des Spectrums die Lage der Brennpunkte und die Grösse der Akweichungskreise zu finden.

Eine Darstellung der Erscheinung in dem hiesigen Refractor von 298^{mm} Oeffnung von Schröder in Hamburg ist in den Fig. 1—4 gegeben. Fig. 1 zeigt die Form des Spectrums, wenn das Ocular auf die intensivsten Strahlen des Spectrums (Gelb), Fig. 2, wenn dasselbe auf rothe Strahlen von der Wellenlänge H_α eingestellt ist. Es findet dann eine zweite Einschnürung im Blau zwischen den Wasserstofflinien H_β und H_γ statt; diese violetten Strahlen haben also mit H_α einen gemeinsamen Vereinigungspunkt. Fig. 3 gibt die Form des Spectrums, wenn auf den Vereinigungspunkt der äussersten rothen Strahlen eingestellt worden ist; die zweite Einschnürung im Violett ist in dem Falle mehr nach H_γ gerückt. Endlich ist Fig. 4 eine Darstellung des Spectrums, wenn auf den Vereinigungspunkt der Strahlen von der Wellenlänge H_γ eingestellt wurde.

Zum Vergleich sind noch die Fig. 1^a und 3^a hinzugefügt, welche die Erscheinung im Berliner Refractor von Fraunhofer darstellen. Man sieht daraus, wie die Methode geeignet ist, mit einem Blicke die Verschiedenheit in der Achromatisirung zweier Objective zu erkennen.

Während Fraunhofer bemüht gewesen ist, die rothen, grünen und gelben Strahlen möglichst zu vereinigen, und auf die blauen und violetten Strahlen weniger Rücksicht genommen hat, hat Schröder die äussersten rothen Strahlen ausser Acht gelassen und vereinigt mehr die Strahlen mittlerer Brechbarkeit. Es dürfte diese Verschiedenheit wohl keine zufällige, sondern eine aus praktischen Gründen zu erklärende sein. Da die Fraunhofer'schen Objective alle mehr oder weniger grünlichgelb gefärbt sind, demnach das Blau und Violett nicht unerheblich absorbiren, machten sich diese Farben in den Bildern weniger störend bemerkbar. Bei den neueren, möglichst farblosen Glassorten, wie sie Schröder zu seinen Objectiven anwendet, war es geboten, den blauen Strahlen mehr Rechnung zu tragen und die Achromatisirung so vorzunehmen, dass ihr schädlicher Einfluss auf die Bilder geringer würde.

Dass die soeben erläuterte Methode zur Auffindung der Brennpunkte und Abweichungskreise für die verschiedenfarbigen Strahlen zunächst für den Optiker nicht ohne Nutzen sein dürfte, möchte ich schon daraus entnehmen, dass Dr. Schröder in Hamburg schon vor einigen Jahren das Bedürfnis gefühlt hat, die Abweichungskreise bei seinen Objectiven praktisch zu bestimmen, und zu dem Zwecke sich eines besonderen Apparates bedient. Derselbe besteht aus einem künstlichen Doppelstern, bei welchem die Farbe und die Entfernung der Componenten verändert werden kann. Der Apparat wird weit entfernt aufgestellt, und kann aus der Entfernung, welche man den beiden künstlichen Sternen bei verschiedenen Farben und derselben Ocular-einstellung geben muss, um im Brennpunkt des Fernrohrs den Doppelstern getrennt zu sehen, die Grösse der Abweichungskreise berechnet werden. Entschieden ist diese Methode, abgesehen von der Schwierigkeit, den beiden Sternen eine Farbe von bestimmter Wellenlänge zu geben, gegenüber der von mir angegebenen umständlich und zeitraubend, erfordert auch einen besonderen Apparat, während ein kleiner, leicht zu beschaffender Prismensatz mit gerader Durchsicht vor dem Ocular angebracht überall da ausreichen wird, wo es nicht auf die allerfeinsten Bestimmungen und Messungen ankommt. Soll jedoch auch das erreicht werden, so ist an Stelle des Oculars ein grösserer zusammengesetzter Spectralapparat zu setzen. Ist derselbe mit einer Vorrichtung zur Positionsbestimmung der Spectrallinien versehen, so kann man für jede beliebige Wellenlänge mit aller nur wünschenswerthen Schärfe die Lage

der Brennpunkte und Abweichungskreise ganz in derselben Weise durch Verschiebung des Spectroskops in der optischen Achse des Fernrohrs und Beobachtung der schmalsten Stelle des Spectrums ermitteln[1]).

Eine fernere Anwendung der beschriebenen Methode ergibt sich in allen Fällen, in welchen ein Fernrohr ausser seiner gewöhnlichen Bestimmung zu anderen Zwecken z. B. zum Photographiren verwendet wird. Man braucht hier nur den Unterschied zwischen dem Vereinigungspunkt der Strahlen mittlerer Brechbarkeit und sodann derjenigen, welche besonders für das anzuwendende photographische Verfahren wirken (was bekanntlich bei verschiedenen photographischen Methoden sehr verschieden ist), zu ermitteln und ist so der mühevollen Aufsuchung des sog. chemischen Focus durch photographische Versuche überhoben.

Die grosse Wichtigkeit einer möglichst sorgfältigen Focaleinstellung bei feinen astronomischen Messungen ist bekannt. Es ist aber die Einstellung auf einen Stern bei etwas unruhiger Luft immer mit beträchtlicher Unsicherheit behaftet, sie ist ferner abhängig vom Accommodationsvermögen des Auges und ist um so unsicherer, je grösser das Accommodationsvermögen des Auges ist. Ferner ist es nicht gleichgültig, ob man einen rothen oder weissen Stern beobachtet; ja selbst bei verschiedener Durchsichtigkeit der Luft wird man auf ein und dasselbe Object etwas anders einstellen, da ein leichter Wolkenschleier, der oft sehr günstig zu feinen Messungen ist, das Blau und Violett stark absorbirt und man daher in einem solchen Falle geneigt sein wird, mehr den Vereinigungspunkt der weniger brechbaren Strahlen zu berücksichtigen. Es dürfte sich daher wohl zu feinen astronomischen Messungen die Einstellung mittels eines kleinen Ocularspectroskops empfehlen, da auf diese Weise, frei von den genannten Einflüssen, jederzeit sicher der Vereinigungspunkt einer ganz bestimmten Strahlengattung ermittelt werden kann. Praktisch würde man so verfahren, dass man das Ocular zunächst so scharf als möglich auf die Fäden einstellt, dann einen kleinen Prismensatz vor dem Ocular anbringt und das Fernrohr auf einen hellen, weissen Stern, der die breiten Wasserstofflinien zeigt, richtet. Durch Verschiebung des Auszugsrohrs am Ocularende des Fernrohrs verlegt man die Einschnürung

1) Das Spectroskop ist ohne Cylinderlinse anzuwenden. Man kann auch hier einen künstlichen, durch eine Lampe, zerstreutes Tageslicht oder elektrisches Licht erleuchteten Stern benutzen.

im Spectrum etwa nach H_γ im Violett, entfernt den Prismensatz und bewegt den Ocularauszug um den constanten, aus vielen Versuchen ermittelten Unterschied zwischen dem Vereinigungspunkt der auf das Auge des Beobachters am stärksten wirkenden Lichtstrahlen und dem von H_γ.

Ich theile schliesslich noch einige Untersuchungen mit, welche ich an vier verschiedenen Fernröhren ausgeführt habe. Aus denselben wird der Grad der Genauigkeit ersichtlich sein, der sich bei der Bestimmung der Brennpunkte für Strahlen verschiedener Wellenlänge erreichen lässt. Die Untersuchungen an dem Schröder'schen und Grubb'schen Fernrohre des hiesigen Observatoriums sind mit einem grösseren, zusammengesetzten Spectralapparate, die am Fraunhofer-schen Refractor der Berliner Sternwarte und an einem kleineren Steinheil'schen Refractor hier mit einem kleinen Ocularspectroskop und zwar alle am Sirius ausgeführt.

Ich habe der Einfachheit wegen nicht erst die direct beobachteten Einstellungen am Auszugsrohr aufgeführt, sondern gleich die Unterschiede von der Einstellung auf die F-Linie angegeben, wobei ein negatives Vorzeichen eine Verkürzung des Focus, ein positives dagegen eine Verlängerung andeutet.

1. Fernrohr von Schröder. Objectivöffnung 298 mm. Brennweite 5400 mm.

Beob. am 13. März 1880.

Wellen-Länge Mill. Mm.	Differenz der Einstellungen in Mm. (Mittel aus 2 Einst.)	in Einh. d. mittl. Brennw.
680	+ 3,5	+ 0,00065
C 656	+ 2,4	+ 0,00044
591	— 0,5	+ 0,00009
D 589	0	0
560	— 1,2	— 0,00022
556	— 1,6	— 0,00030
526	— 1,5	— 0,00028
512	— 2,3	— 0,00043
500	— 1,0	— 0,00019
F 486	0	0
476	+ 2,1	+ 0,00039
452	+ 3,1	+ 0,00057
455	+ 5,9	+ 0,00109
H_γ 434	+ 8,2	+ 0,00152
H_δ 410	+ 17,0	+ 0,00315

Beob. am 26. März 1880.

Wellen-Länge Mill. Mm.	Differenz der Einstellungen in Mm. (Mittel aus 2 Einst.)	in Einh. d. mittl. Brennw.
680	+ 3,6	+ 0,00067
C 656	+ 2,4	+ 0,00044
610	+ 0,2	+ 0,00004
573	— 0,6	— 0,00011
544	— 1,6	— 0,00030
520	— 1,9	— 0,00035
498	— 0,7	— 0,00010
F 486	0	0
473	+ 2,0	+ 0,00037
$F - H_\gamma$ 459	+ 3,2	+ 0,00059
445	+ 5,3	+ 0,00098
H_γ 434	+ 8,2	+ 0,00152
H_δ 410	+ 16,3	+ 0,00302

2. Fernrohr von Grubb. Objectivöffnung 207 mm. Brennweite 3160 mm.

Beob. am 26. März 1880.

Wellen-Länge Mill. Mm.	Differenz der Einstellungen in Mm. (Mittel aus 2 Einst.)	in Einh. d. mittl. Brennw.
680	+ 0,3	+ 0,00009
C 656	— 0,6	— 0,00019
610	— 1,2	— 0,00038
573	— 1,6	— 0,00051
544	— 1,7	— 0,00054
520	— 1,8	— 0,00057
498	— 0,8	— 0,00025
F 486	0	0
473	+ 1,2	+ 0,00038
$F - H_\gamma$ 459	+ 2,3	+ 0,00073
445	+ 4,6	+ 0,00146
H_γ 434	+ 6,4	+ 0,00203
H_δ 410	+ 10,8	+ 0,00342

3. Fernrohr von Fraunhofer. Objectivöffnung 243 mm. Brennweite 4331 mm.

Beob. am 27. März 1880.

Wellen-Länge Mill. Mm.	Differenz der Einstellungen in Mm. (Mittel aus 2 Einst.)	in Einh. d. mittl. Brennw.
690:	— 0,8	— 0,00019
C 656	— 1,3	— 0,00030
D 590:	— 2,8	— 0,00065
b 517:	— 1,2	— 0,00028
F 486	0	0
$F—H_\gamma$ 459	+ 1,8	+ 0,00042
H_γ 434	+ 4,0	+ 0,00092
H_δ 410	+ 8,5	+ 0,00196
Aeuss. Viol. H 397:	+ 15,7	+ 0,00362

4. Fernrohr von Steinheil. Objectivöffnung 135 mm. Brennweite 2160 mm.

Beob. am 26. März 1880.

Wellen-Länge Mill. Mm.	Differenz der Einstellungen in Mm. (Mittel aus 2 Einst.)	in Einh. d. mittl. Brennw.
690:	0	0
C 656	— 0,5	— 0,00024
D 590:	— 1,1	— 0,00052
b 517:	— 0,9	— 0,00042
F 486	0	0
$F—H_\gamma$ 459	+ 1,2	+ 0,00056
H_γ 434	+ 3,0	+ 0,00139
H_δ 410	+ 6,8	+ 0,00315

Die Beobachtungen an den drei ersten Fernrohren sind graphisch auf Taf. I dargestellt worden. Die Abweichungen der Beobachtungen von den wahrscheinlichsten Curven beträgt bei dem Schröder'schen Refractor, wo am meisten Beobachtungen vorliegen, im Durchschnitt 0,00005 der Brennweite, d. i. 0,27 mm. Es zeigt die graphische Darstellung deutlich die Verschiedenheit in der Achromatisirung der drei Fernröhre von Schröder, Grubb und Fraunhofer; das Steinheil'sche Objectiv liegt in Bezug auf seine Achromatisirung zwischen denen von Grubb und von Fraunhofer.

Ich stelle hier noch für die vier Fernrohre die Radien der chromatischen Abweichungskreise für die wichtigsten Fraunhofer'schen

Linien in der Ebene, in welcher sich die Strahlen von der W. L. 589 = D schneiden, zusammen. Sie sind verhältnismässig am grössten beim Grubb'schen Fernrohr, bei welchem das Verhältnis zwischen Objectivöffnung und Brennweite auch am kleinsten, nämlich $\frac{1}{15}$ ist; bei dem Steinheil'schen Fernrohr ist dieses Verhältnis $\frac{1}{16}$, bei den Fernrohren von Fraunhofer und Schröder $\frac{1}{18}$.

Radien der chromatischen Abweichungskreise für die hauptsächlichsten Fraunhoferschen Linien.

a) In Einheiten der Brennweite:

	Schröder	Fraunhofer	Grubb	Steinheil
B	0,000023	0,000013	0,000019	0,000016
C	015	007	012	009
D	000	000	000	000
b	006	012	001	003
F	003	018	016	016
G	048	048	085	060
h	088	073	128	115

b) In Millimetern:

	Schröder	Fraunhofer	Grubb	Steinheil
B	0,125	0,058	0,060	0,035
C	081	032	037	019
D	000	000	000	000
b	033	051	003	007
F	015	079	052	035
G	262	207	269	129
h	474	318	406	248

Optische Notizen.

Von

Victor v. Lang.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

I. Schulversuch über die Verzerrung.

Um die Verzerrung zu demonstriren, welche das Bild eines Objectes erleidet, wenn die verschiedenen Punkte des letzteren durch verschiedene Stellen einer Linse abgebildet werden, bediene ich mich seit langer Zeit einer Linse, die ich mir zu solchen Schulversuchen von Derogy in Paris, Quai de l'Horloge, aus weissem Flintglas anfertigen liess. Dieselbe ist planconvex, hat eine Brennweite von 128^{cm} und einen Durchmesser von 37^{cm}.

Als Object wird nun für den angegebenen Zweck ein Papierquadrat von $6{,}5^{cm}$ Seitenlänge benutzt; dasselbe wird von der Seite der Linse durch eine Lampe beleuchtet, deren seitliches Licht durch einen undurchsichtigen Schirm mit passender Oeffnung abgehalten ist. Das so beleuchtete Quadrat wird von der Linse auf einer weissen Wand ziemlich scharf abgebildet. Beleuchtet man aber das Quadrat, ohne seine Stellung zu ändern, symmetrisch von hinten durch eine nahezu punktförmige Lichtquelle, also etwa durch eine Stearinkerze, so erhält man auf der Wand eine schwarze Figur, die kein Quadrat mit geraden Linien mehr ist, sondern eingebogene Seiten hat: die Einbiegung wird desto stärker, je näher man mit dem Lichte an das Quadrat herangeht.

Der Grund hiervon ist leicht einzusehen. Im ersteren Fall wird jeder Punkt des Quadrates durch die ganze Linse abgebildet, im zweiten Fall aber werden nur die Randpunkte des Quadrates durch die Strahlen abgebildet, die daran vorbeigehen. Diese Strahlen treffen

aber auf verschiedene Stellen der Linse, welche eben durch den Schatten bestimmt sind, welchen das Quadrat auf die Linse wirft.

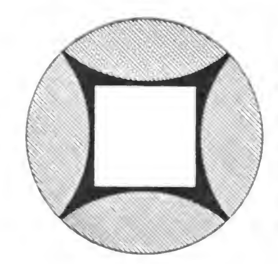


Fig. 1.

Man kann gleichzeitig das Papierquadrat von vorn und hinten beleuchten und erhält dann auf dem Schirm die in Fig. 1 dargestellte Erscheinung: auf einem lichten, durch die Grösse der Linse gegebenen Felde erhält man in der Mitte das helle Bild des Quadrates, umgeben von den schwarzen Verlängerungen der Ecken.

Dieser Versuch lässt sich übrigens auch mit viel kleinerer Linse ausführen, nur wird es dann nöthig, auch die Dimension des Papierquadrates kleiner zu nehmen, damit bei der Beleuchtung von hinten der ganze Schatten desselben noch auf die Linse falle.

Ich bemerke noch, dass meine Linse drehbar ist um eine Verticalachse, die nahezu durch die Hauptpunkte geht. Dies dient um zu zeigen, dass die von der Linse entworfenen Bilder nicht vollkommen ähnlich ihren Objecten sind. Bildet man etwa die Lampe ab, so dürfte, wäre jene Aehnlickeit vollkommen, ihr Bild seinen Platz nicht ändern, wenn die Linse um die angegebene Achse gedreht wird. Es ändert jedoch seinen Ort ganz merklich. Um bei diesem Versuche ein deutliches Bild der Lampe zu erhalten, muss die Linse vorerst etwa bis auf ein Drittel des Durchmessers abgeblendet werden. Trotzdem wird das Bild bei schiefer Lage der Linse schlecht, ausser man stellt die Blendung in einiger Entfernung vor der Linse auf, natürlich so, dass sie gleichzeitig mit der Linse gedreht wird.

Sonst kann man mit der Linse noch sehr gut die Lage der Brennlinien eines unendlich dünnen Strahlenbündels nachweisen, wenn man die ganze Linse bis auf eine kleine Fläche abblendet. Hierbei ist wieder eine Beleuchtung von einem Punkte aus nöthig, wozu sich das Kalklicht sehr gut eignet; das Licht einer Kerze ist da schon zu schwach.

Lässt man Gas durch eine feine Oeffnung ausströmen, so erhält man eine Lichtlinie und kann zeigen, dass man je nach der Richtung, in der man das Gas ausströmen lässt, ein deutliches Bild der Flamme in der ersten oder zweiten Brennebene erhält.

Wie man die sphärische Aberration nachweist, wäre wohl ganz überflüssig weiter auszuführen, ebenso was die Wölbung des Bildes betrifft: drei Kerzen, weit von einander aufgestellt, werden auf ebenem Schirm nur dann deutlich abgebildet, wenn sie im Kreise stehen.

II. Schulversuch über die Brechung an warmer Luft.

Terquem und Trannin beschreiben im Journal de Physique T. 3 (1874) p. 221 unter dem Titel „Production du phénomène de mirage" einen Versuch, der überraschend leicht gelingt. Ich glaube jedoch, dass derselbe eine andere Deutung erfordert. Der Versuch besteht darin, dass man eine horizontale Spalte auf einen Schirm projicirt, hinter der Linse aber eine durch Gas erhitzte Blechtafel in den Gang der Lichtstrahlen bringt. Die untere Hälfte der Lichtstrahlen wird so zu einem zweiten Bilde vereinigt, das auf dem Schirm etwas über dem ersten zu liegen kommt.

Wäre nun dieses zweite Bild durch Reflexionen an der heissen Luftschicht entstanden, so müsste es verkehrt sein; dies ist aber nicht der Fall, wie man leicht erkennt, wenn man die eine Schneide der Spalte mit Zähnen versieht.

Ich glaube vielmehr, dass die Lichtstrahlen an der heissen Luftschicht gebrochen werden. Da dies eine Brechung vom Einfallslothe gibt, so erhalten hierdurch die Lichtstrahlen in der That eine Ablenkung nach aufwärts. Es erklärt sich so leicht, warum die beiden Bilder immer so nahe an einander liegen und warum das erhitzte Blech nur wenig zu den Lichtstrahlen geneigt sein darf. Offenbar hat auch auf die Brechung die unregelmässige Vertheilung der Wärme viel weniger störenden Einfluss als auf eine Reflexion, so dass der Versuch leicht gelingt. Derselbe gelingt übrigens nach meiner Erfahrung noch besser, wenn das heisse Blech vor die Linse gestellt wird.

III. Verbesserte dichroskopische Lupe.

Untersucht man kleine Krystalle mit der dichroskopischen Lupe, so muss man dieselben vorn auf die Lupe kleben; auch bei grösseren Krystallen ist dies meist bequemer, als sie separat zu halten. Da hat nun die dichroskopische Lupe, wie sie bisher verfertigt wurde, den Nachtheil, dass man den Krystall nicht unabhängig von der quadratischen Oeffnung, welche zur Begrenzung des Gesichtsfeldes

dient, drehen kann. Diese Oeffnung wird aber durch die Lupe doppelt gesehen, und die beiden Bilder sollten mit einer Kante zusammentreffen, so dass die Seiten der beiden Vierecke immer beziehungsweise parallel und senkrecht zum Hauptschnitte des Kalkspates bleiben. Dieser Bedingung wird durch die in Fig. 2 gegebene Construction genügt, bei welcher das Viereck, wie leicht ersichtlich, unabhängig von der äusseren Scheibe, auf welche der Krystall geklebt wird, eingestellt werden kann.

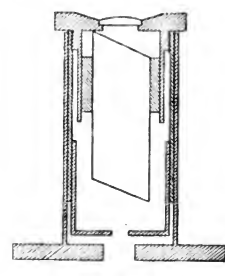


Fig. 2.

Die Lupe ist in natürlicher Grösse gezeichnet; die Brennweite der Linse beträgt wegen des Kalkspates nur 28 mm, die Seitenlänge der quadratischen Oeffnung 2,5 mm.

IV. Ueber Cauchy's Dispersionsformel.

Wilibald Schmidt[1]) behauptet, dass Cauchy's Dispersionsformel die Beobachtungen Fraunhofer's über die Brechungsquotienten von Gläsern nicht genügend darstelle, selbst wenn man drei Glieder derselben beibehält. Schmidt hat nämlich diese und ähnlich gebaute dreigliedrige Formeln untersucht, indem er sich der Mühe unterzog, die Constanten dieser Formeln für die einzelnen Glassorten Fraunhofer's nach der Methode der kleinsten Quadrate zu berechnen. Indem er annimmt, dass die Brechungsquotienten bis auf die Grösse 0,000049 genau[2]) seien, kommt er schliesslich zu folgendem Resultate: „Unter allen binomischen und trinomischen Functionen ist $n = a + bl^{-1} + cl^{-4}$ die einzige, welche die Beobachtungen Fraunhofer's über die Lichtbrechung in Gläsern vollständig genügend ausdrückt; jedoch kann man allerdings einräumen, dass auch Formel $n = a + bl^{-2} + cl^{-8}$ sehr nahe befriedigt."

Die Werthe der Wellenlängen, die Schmidt seiner Rechnung zu Grunde legt, sind die von Angström, Pogg. Ann. Bd. 123 (1864)

---

1) Die Brechung des Lichtes in Gläsern, insbesondere die achromatische und aplanatische Objectivlinse. Leipzig 1874.

2) Es ist dies die grösste Abweichung, die in den zwei Beobachtungsreihen Fraunhofer's für Flintglas Nr. 23 vorkommt.

S. 489, gegebenen. Weitere Untersuchungen hatten jedoch Angström zu anderen Zahlen geführt; diese von ihm als definitiv bezeichneten Werthe finden sich bekanntlich in seinem „Spectre normal du soleil" (Upsala 1868) p. 29 und weichen nicht unbeträchtlich von den früheren ab, wie folgende Vergleichung lehrt, worin als Längeneinheit das Mikron ($1 \mu = 0{,}001^{mm}$) angenommen.

	Angström 1864	definitiv	Diff.
B	0,68750	0,68670	0,00080
C	65679	65621	58
D	58974	589212	53
E	52739	526913	48
F	48687	486072	80
G	43170	430725	98
H	39742	39681	61

Die vorstehenden Differenzen also sind viel grösser als 0,00005[1]), bis auf welche Zahl Schmidt die benutzten Wellenlängen für richtig hält. Um nun zu sehen, wie weit hierdurch die Schlüsse von W. Schmidt alterirt werden, habe ich eine Rechnung desselben mit den definitiven Werthen Angström's wiederholt. Ich wählte hierzu das Mittel der zwei Beobachtungsreihen Fraunhofer's am Flintglas Nr. 23, welches eben den Ausgangspunkt der Arbeit Schmidt's bildet. Dieses Mittel habe ich nach der Cauchy'schen Formel

$$n = a + b l^{-2} + c l^{-4}$$

mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet und nachstehende Werthe der Constanten gefunden:

$$a = 1{,}6090628$$
$$b = 0{,}007663886$$
$$c = 0{,}0002951536.$$

Zufolge dieser Constanten erhält man nun folgende Differenzen ($\delta = B - R$) zwischen Beobachtung und Rechnung, ausgedrückt in Einheiten der letzten Decimale:

	beobachtet	δ	δ'
B	1,6265800	— 624	— 618
C	6284600	+ 77	+ 9
D	6336665	+ 796	+ 805
E	6405195	+ 237	+ 318
F	6467680	— 197	— 54
G	6588485	— 718	—1015
H	6696830	+ 430	+ 556
	$\Sigma\, \delta^2 =$	1824323	2473431

1) 0,18 hundertmillionteil Pariser Zoll bei Schmidt.

Die mit δ' bezeichneten Zahlen sind die Differenzen, welche Schmidt bei der entsprechenden Rechnung erhielt: man sieht, dass sie nicht unbeträchtlich grösser sind als die mit den definitiven Werthen erhaltenen. Wird hierdurch schon die Uebereinstimmung mit Cauchy's Formel wesentlich besser, so kommt noch eins zu bedenken. Auf das Resultat der Rechnung sind natürlich die absoluten Werthe der Wellenlängen ganz ohne Einfluss, dagegen ist die Rechnung ungeheuer empfindlich für die relativen Werthe derselben. Wenn man nun auch von den Angström'schen Zahlen annehmen kann, dass sie den absoluten Werthen der Wellenlängen äusserst nahe kommen, so können doch ganz kleine Fehler in der Lage der Linien gegen einander darin vorkommen. Es erscheint daher nicht überflüssig, auch die Angaben anderer Forscher in der angegebenen Richtung zu prüfen, und zu sehen, ob sie nicht noch eine bessere Uebereinstimmung mit der Cauchy'schen Formel geben. Ich habe deshalb dieselbe Rechnung auch für die Werthe der Wellenlängen durchgeführt, die von van der Willigen[1]) und L. Ditscheiner[2]) gefunden wurden und die sich natürlich von den Angström'schen wenig unterscheiden. Es ist nämlich nach diesen Forschern:

	Willigen	Ditscheiner
B	0,687132	0,68741
C	656557	65623
D	589537	58942
E	527203	52713
F	486400	48622
G	431137	43112
H	397146	39689

Die Rechnung ergab nun mit den Daten von v. d. Willigen folgende Werthe der Constanten:

$$a = 1,6090974$$
$$b = 0,007649102$$
$$c = 0,0002996808,$$

mit denen Ditscheiner's aber:

$$a = 1,6090376$$
$$b = 0,007686834$$
$$c = 0,0002933206.$$

Mit Hilfe dieser Werthe ergeben sich nun folgende Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung:

1) Archives du Musée Teyler, Harlem 1868, p. 280.
2) Sitzungsb. d. Wien. Akad. Bd. 73 (1871).

	Willigen	Ditscheiner
B	— 623	— 385
C	+ 52	— 91
D	+ 798	+ 730
E	+ 225	+ 191
F	— 148	— 327
G	— 733	— 371
H	+ 427	+ 256
$\Sigma\,\delta^2$ =	1819784	1035993

Die Uebereinstimmung der Beobachtungen mit der Cauchy'schen Formel bleibt also nach Willigen dieselbe wie nach Angström, nach Ditscheiner wird sie jedoch bedeutend besser. Die Summe der Fehlerquadrate ist bei Ditscheiner nur mehr vier Zehntel von der bei Schmidt, und es kommt nur mehr eine einzige bedeutendere Abweichung von der Beobachtung vor. Demzufolge halte ich es auch für möglich, durch eine geringe Aenderung der Werthe für die Wellenlängen eine Uebereinstimmung zu erzielen, die innerhalb der von Schmidt gezogenen Grenze liegt, und die Verwerfung der Cauchy-schen Formel erscheint mir daher als verfrüht. Es wäre nicht uninteressant, mit der Methode der kleinsten Quadrate die Wellenlängen aufzusuchen, welche die kleinsten Differenzen zwischen Fraunhofer's Beobachtungen und Cauchy's Formel ergeben.

Um zu sehen, ob Ditscheiner's Zahlen auch bei anderen Substanzen den Vorrang behaupten, habe ich auch die Beobachtungen Fraunhofer's am destillirten Wasser der gleichen Rechnung unterworfen. Fraunhofer gibt auch hier zwei Beobachtungsreihen, deren Mittel nach Cauchy's Formel berechnet wurde.

Diese zwei Beobachtungsreihen sind:

	I	II	Mittel
B	1,330935	1,330977	1,3309650
C	331712	331709	2217105
D	333577	333577	3335770
E	335851	335849	3358500
F	337818	337788	3378030
G	341293	341261	3412770
H	344177	344162	3441695

Die Rechnung gab nun für die Werthe der Constanten:

	Angström	Willigen	Ditscheiner
a	1,3236904	1,3236960	1,3236812
b	0,003572097	0,003571886	0,003580927
$-c$	0,00005543751	0,00005477799	0,00005631870

und für die Differenzen gegen die Beobachtung:

	Angström	Willigen	Ditscheiner
B	— 602	— 594	— 512
C	+ 238	— 232	— 176
D	+ 574	+ 583	+ 551
E	+ 127	+ 120	+ 110
F	— 133	— 121	— 176
G	— 494	— 498	— 402
H	+ 291	+ 291	+ 251
$\Sigma\,\delta^2$ =	1111059	1108275	864402

In der That geben also auch hier die Ditscheiner'schen Zahlen die beste Uebereinstimmung.

Ueber die Natur der galvanischen Polarisation.

Von

W. v. Beetz.

(Aus den Münchener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Seit der Einführung des Quadrantelektrometers als Messinstrument zur Bestimmung elektrischer Potentiale ist es möglich geworden, eine Reihe von Fragen auf Grund einfacherer und reinerer Versuche zu behandeln, als es bei Anwendung galvanometrischer Messmethoden geschehen konnte. Unter den hierher gehörigen Arbeiten ist besonders die ansehnliche Reihe von Untersuchungen, welche Herr Fr. Exner während der letzten Jahre in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie veröffentlicht hat, mit hervorragendem Interesse aufgenommen worden. Diese Untersuchungen nehmen den alten Streit der elektrochemischen Theorie des Galvanismus gegen die Contacttheorie wieder auf: jenen Streit, welcher ganz erloschen schien seit der Zeit, zu welcher das Princip von der Erhaltung der Energie sich allgemein Bahn gebrochen hatte. In der That gab es wohl seit jener Zeit keinen Contacttheoretiker mehr, welcher annahm, dass die blosse Thatsache des Contactes heterogener Körper mit einander die Quelle einer Elektricitätserregung sei. So verschieden auch immer die Molecularvorgänge, welche bei einem solchen Contacte eingeleitet werden, gedacht werden mochten, so war doch die Ansicht ganz allgemein aufgenommen, dass einer jeden Stromesarbeit ein bestimmt begrenzter chemischer Process entsprechen müsse und dass die bei diesem Processe auftretende Verbindungswärme als Maass der vorhandenen elektromotorischen Kräfte dienen könne, insofern diese Wärme gleich ist dem Producte aus Stromstärke und elektromotorischer Kraft. Die Literatur über die in dieser Richtung maassgebend gewordenen Arbeiten ist in Wiedemann's Lehrbuch des Galvanismus ebenso vollständig wie übersichtlich zusammengestellt. Wenn nun Herr Exner durch seine neuen mit dem Quadrantelektrometer ausgeführten Messungen nachweist, dass die Proportionalität zwischen

Verbindungswärme und der an den Polen eines offenen Elementes auftretenden Potentialdifferenz überall aufrecht erhalten bleibe, so hat er damit auch im Sinne der Contacttheoretiker eine äusserst verdienstliche Arbeit geliefert, denn die bisherigen Experimentaluntersuchungen, welche denselben Zweck verfolgten, leiden zum Theil an ganz bedeutenden Schwächen. Das ist in erster Reihe von den Versuchsresultaten zu sagen, welche Bosscha[1]) einem Theile seiner sorgfältig durchgeführten Betrachtungen zu Grunde gelegt hat. Es sind dies die durch die Untersuchungen von Lenz und Saweljew[2]) gewonnenen Resultate. Bosscha wählte die von den genannten Physikern erhaltenen Data, weil dieselben auf Grund der Ohm'schen Methode zur Bestimmung elektromotorischer Kräfte gewonnen waren; von anderen Beobachtern mittels der Compensationsmethode erhaltene dahin gehörige Zahlen konnte er deshalb nicht verwerthen, weil er für seine Betrachtungen das wirkliche Vorhandensein, nicht die Aufhebung eines Stromes, voraussetzen musste. Aber abgesehen davon, dass wir längst wissen, dass nach der Ohm'schen Methode übereinstimmende Resultate gar nicht gewonnen werden können, hatte ich gerade von den Untersuchungen von Lenz und Saweljew nachgewiesen[3]), dass sie ganz unzuverlässige Ergebnisse liefern mussten. Die Erfahrung bestätigt das auf den ersten Blick: um nur ein Beispiel anzuführen, erwähne ich, dass jene Physiker die Polarisation des Platins in Chlor gleich Null fanden, während durch meine und Macaluso's[4]) Versuche der bedeutende Betrag dieser Polarisation nachgewiesen worden ist. Auffallenderweise hat Bosscha diese Unzuverlässigkeit selbst bemerkt, ohne sich dadurch von der Benutzung der unzuverlässigen Zahlen abschrecken zu lassen. Er sah nämlich ein, dass der von den russischen Physikern gegebene Werth der elektromotorischen Kraft eines Daniell-Elementes zu klein sein müsse, und nahm deshalb, um deren Data auf das Daniell-Element als Einheit reduciren zu können, für dessen Kraft eine Zahl an[5]), welche um 10% grösser ist als die aus den directen Beobachtungen hervorgehende. Trotzdem hält er diese Beobachtungen doch für ohne Zweifel zuverlässiger[6]) als die

1) Pogg. Ann. 1858 Bd. 103 S. 487 und Bd. 105 S. 396.
2) ebd. 1846 Bd. 67 S. 497.
3) ebd. 1853 Bd. 90 S. 42.
4) Ber. d. k. sächs. Gesellsch. d. Wissensch. 26. Juli 1873.
5) Pogg. Ann. 1858 Bd. 103 S. 506.
6) ebd. S. 503.

von Svanberg[1]), was ich durchaus für ungerechtfertigt halte. Die auf einfachen Messungen beruhende Bestätigung des Princips: die Erhaltung der Energie in der galvanischen Kette, welche Herr Exner geliefert hat, kann deshalb nur höchst willkommen sein.

Andererseits kann ich durchaus nicht finden, dass die von Herrn Exner gewonnenen Resultate den bisherigen Anschauungen so vollständig zuwiderlaufen, wie er glaubt, und dass da, wo sie wirklich denselben widersprechen, es unbedingt nöthig ist, das bisher als richtig Angenommene zu verwerfen. Ich will im Folgenden diejenige Reihe galvanischer Erscheinungen, welchen auch Herr Exner sein besonderes Augenmerk zugewandt hat: die Erscheinungen der galvanischen Polarisation und der elektromotorischen Kraft der Gase, in dieser Beziehung näher prüfen.

Zuvörderst muss ich vorausschicken, dass die Ansicht, welche ich über diese letztgenannte Kraft ausgesprochen habe, etwas Gemeinsames hat mit der des Herrn Exner. „Das führt uns auch zu einer anderen, bisher gar nicht beachteten und wie es mir scheint sehr wichtigen Thatsache“, sagt derselbe[2]), „dass nämlich die Gase, die im Elektrolyten frei werden, überhaupt gar nichts mehr mit der Polarisation zu thun haben; nur durch ihr Verschwinden als Gase erzeugen Wasserstoff und Sauerstoff einen Polarisationsstrom.“ Und in einer zwei Monate früher erschienenen Arbeit[3]) sage ich: „Ich glaube hiernach behaupten zu dürfen, dass wir es streng genommen mit einer elektromotorischen Kraft der Gase nie zu thun haben, sondern entweder mit Spannungsdifferenzen, welche durch verschiedenartige Leitungsflüssigkeiten hervorgerufen werden, oder mit Veränderungen der Metalle durch solche Gase, welche ihren gasförmigen Zustand durch Occlusion in den Metallen oder durch Condensation auf deren Oberfläche ganz aufgegeben haben.“ Die Gase als solche betrachten wir also beide als unbetheiligt an der Erregung elektromotorischer Kräfte; unter dem „Verschwinden der Gase als solcher“ haben wir uns freilich Verschiedenes gedacht. Nach Herrn Exner besteht dasselbe in der Verbindung der Gase mit einander, z. B. des Wasserstoffs mit dem Sauerstoff: eine Ansicht, die schon öfter ausgesprochen, aber immer wieder aufgegeben worden ist, denn die Vereinigung beider

1) Pogg. Ann. 1848 Bd. 73 S. 298.
2) Wiener Sitzungsber. 11. Juli 1878.
3) Münchener Sitzungsber. 4. Mai 1878; Wied. Ann. Bd. 5 S. 18.

Gase wird ja bekanntlich nur beobachtet, wenn das Gaselement in sich geschlossen ist; es kann sich in der offenen Kette also nur um die Tendenz zu einer solchen Vereinigung handeln. Diese Tendenz als Maass und sogar als Quelle der elektromotorischen Kraft anzusehen ist schon von Schoenbein[1]) vorgeschlagen worden; eine solche Annahme ist mit dem Principe von der Erhaltung der Energie durchaus vereinbar und führt ebenfalls darauf, die Verbindungswärme als Maass der elektromotorischen Kraft anzuerkennen.

Auch die Bemerkung, dass bei näherer Betrachtung der Unterschied zwischen dem Strome einer Hydrokette und dem der Polarisation vollkommen verschwinde, findet gewiss allgemeine Zustimmung. Von den Contacttheoretikern sind beide immer von demselben Gesichtspunkte aus behandelt und die elektromotorischen Kräfte der Polarisation nach Poggendorff's[2]) Vorgang algebraisch zu den primären addirt worden. Dagegen ist mir die Verbindung des Polarisationsstromes mit dem primären Strome, wie sie Herr Exner[3]) darstellt, nicht recht verständlich: „Man kann sagen, dass der Polarisationsstrom ein ebenso integrirender Bestandtheil bei der Elektrolyse ist, wie der primäre Strom selbst. Es ist eine Elektrolyse ohne den einen ebenso wenig möglich als ohne den andern." Man kann doch wohl nicht von der gleichzeitigen Existenz zweier Ströme im Kreise einer Kette sprechen, in welchem eine Elektrolyse stattfindet. Im ganzen Kreise ist ein bestimmtes Gefäll vorhanden, in welchem an zwei Stellen ein Sprung stattfindet; der Strom aber, welcher dadurch entsteht, ist ein einziger, und von einem Polarisationsstrome als solchem kann ich mir nur dann eine Vorstellung machen, wenn die Elektroden unter sich verbunden werden.

Was den quantitativen Betrag der Polarisation betrifft, so hat Herr Exner gewiss vollkommen Recht, wenn er die Abweichungen in den von verschiedenen Physikern darüber gemachten Angaben vorzugsweise der mangelhaften Beachtung der die Elektrolyse begleitenden Nebenumstände (Plattengrösse, Beschaffenheit der Zersetzungsflüssigkeit, secundäre chemische Vorgänge u. s. w.) zuschreibt. Wenn es sich nur um die Bestimmung des Polarisationsmaximums handelte (und das war der am häufigsten behandelte Fall), so waren indes diese Abwei-

1) Pogg. Ann. 1838 Bd. 43 S. 89.
2) ebd. 1846 Bd. 67 S. 528.
3) Wiener Sitzungsber. 9. Mai 1878 S. 8.

chungen gar nicht so erheblich; ich habe z. B. für die Polarisation von Platinplatten in verdünnter Schwefelsäure gezeigt[1]), dass die von den verschiedenen Beobachtern gefundenen Resultate fast vollkommen übereinstimmen, wenn man zufällig untergelaufene Irrthümer beseitigt. Ich habe ferner, wie jetzt Herr Exner, darauf aufmerksam gemacht, dass wohl der über Erwarten hohe Betrag dieses Polarisationsmaximums der Bildung von Wasserstoffsuperoxyd zuzuschreiben sei[2]). Auch Bosscha[3]) hat dieser Erscheinung eine längere Betrachtung gewidmet. Wenn es sich um Polarisationen handelte, welche diesen Maximalwerth nicht erreichten, so sind allerdings recht verschiedene Angaben gemacht worden, und vor allem ist es richtig, dass gewöhnlich der Stromstärke, durch welche, und der Zeit, in welcher die Polarisation hervorgerufen wurde, mehr Aufmerksamkeit geschenkt worden ist als der elektromotorischen Kraft der primären Kette. Dennoch ist durchaus die Bedeutung dieser Kraft für die möglicherweise zu erreichende Polarisationsgrösse nicht übersehen worden. Herr Exner sagt von seinen Beobachtungen[4]): „Diese Zahlenreihen ergeben das interessante Resultat, dass bei allmählich anwachsender elektromotorischer Kraft des primären Stromes die elektromotorische Kraft der Polarisation in dem Maasse steigt, dass sie bis zu einem gewissen Momente jederzeit gleich ist der des primären Stromes.“ Dem entsprechend sage ich[5]): „Der Strom einer Daniell'schen Kette (von der Kraft 21,22) könnte nur so lange Wasserstoff und Chlor aus Salzsäure zwischen Platinelektroden entwickeln, bis deren Ladung ebenfalls = 21,22 ist, während das Maximum der Polarisation 21,99 sein müsste; denn wenn die beiden Kräfte einander gleich sind, hört jede weitere Wirkung auf.“ Und noch viel allgemeiner sagt Crova[6]): „So lange die elektromotorische Kraft der Säule, welche den Strom liefert, eine gewisse Grenze nicht erreicht hat, ist die elektromotorische Kraft der Polarisation der der Säule gleich und wächst mit ihr von Null bis zu dieser Grenze. Wächst die elektromotorische Kraft der Säule über diese Grenze hinaus, so beginnt die Gasent-

1) Pogg. Ann. 1849 Bd. 78 S. 35.

2) ebd. 1853 Bd. 90 S. 64. Ich bemerke dazu, dass diese Arbeit zu der Zeit erschien, als man nach Baumert Ozon als ein Wasserstoffsuperoxyd betrachtete.

3) ebd. 1858 Bd. 103 S. 495.

4) Wiener Sitzungsber. 28. Febr. 1878 S. 12.

5) Pogg. Ann. 1853 Bd. 90 S. 62.

6) Ann. d. Chim. et d. Phys. 1863 (3) Vol. 68 p. 461.

wicklung auf der Oberfläche der Platten, die Kraft der Polarisation fährt fort immer langsamer und langsamer zu wachsen und strebt schnell einem constanten Werthe zu." Hierin ist auch der Satz „wird ein Theil eines geschlossenen Kreises durch einen Elektrolyten gebildet, so wird derselbe zersetzt, sobald im Kreise überhaupt eine elektromotorische Kraft thätig ist"[1]) schon als vollständig richtig anerkannt. Die Versuche des Herrn Exner bestätigen die eben ausgesprochenen Sätze in schlagendster Weise.

Ich habe den Satz von der Gleichheit der primären und secundären elektromotorischen Kraft benutzt zur Prüfung der Methode, durch welche die Gesammtpolarisation eines Elektrodenpaares gefunden wird durch die Summirung der an den beiden einzelnen Elektroden auftretenden Polarisationen: einer Methode, welche Herr Exner unbedingt verwirft. Der Messapparat, dessen ich mich bediente, war ein Mascart'sches Quadrantelektrometer von Carpentier in Paris. Die Ladung der Nadel geschah durch eine Zambonische Säule; die eine Hälfte der Quadranten war mit dem Erdboden und zugleich mit dem zweiten Pole der Zambonischen Säule verbunden, die andere mit einem isolirt aufgehängten Drahte, durch den das zu messende Potential dem Elektrometer zugeführt wurde. Die Ablesung geschah mittels Spiegel, Fernrohr und Scala, welche in einer Entfernung von 2^m vom Elektrometer aufgestellt war. Durch Vertauschung der Zambonischen Säule mit einer schwächeren konnte das Instrument mehr oder weniger empfindlich gemacht werden. Die Aufstellung war so geregelt, dass die beiderseitigen durch gleiche Potentiale veranlassten Ablenkungen nahezu gleich waren; Vorversuche hatten ferner gezeigt, dass die Ablenkungen den Potentialen direct proportional genommen werden durften. Die Scala konnte in ihrer Lage so verschoben werden, dass ihr Nullpunkt vor jeder Ablesung genau mit dem Fadenkreuz zusammenfiel. Kehrte nach vollendeter Ablesung und nach hergestelltem Schlusse zwischen den beiden Quadrantenpaaren die Nadel nicht auf den Nullpunkt zurück, so wurde die Beobachtung verworfen, denn die Annahme eines mittleren Nullpunktes ist wohl da erlaubt, wo die Verschiebung desselben durch Kräfte geschieht, welche während kurzer Zeiten als periodisch veränderlich angesehen werden dürfen, z. B. durch eine magnetische Directionskraft, nicht aber wenn die Veränderungen rein zufällig sind, z. B. wenn sie

1) Wiener Sitzungsber. 9. Mai 1878 S. 24.

durch kleine Verschiebungen in der Bifilaraufhängung veranlasst sind. In der Regel war der Rückgang ein sehr vollständiger. Störungen im Gange des Instrumentes traten nur selten ein und konnten dann leicht beseitigt werden. Unter günstigen Umständen war der Ausschlag, welchen ein Daniell-Element hervorbrachte, $= 140^{mm}$. Ich werde im Folgenden die Ausschläge nicht selbst angeben, sondern dieselben mit Zugrundlegung des jedesmal beobachteten Ausschlages, den ein Daniell-Element erzeugte, auf dessen elektromotorische Kraft = D reduciren.

Die Messmethode, deren ich mich bediente, ist die von Herrn Fuchs[1]) angegebene. Die elektrolysirende Säule *a* (Fig. 1) wird mit den beiden Elektroden *e* und e_1 verbunden, welche sich in getrennten Gefässen befinden. Die Gefässe sind durch ein Heberrohr mit einander verbunden, dessen Enden durch Pergamentpapier geschlossen sind. Durch mit destillirtem Wasser gefüllte, ebenso geschlossene Heberrohre stehen sie mit den ebenfalls mit Wasser gefüllten Gefässen *W* und W_1 in Verbindung. . In dem Gefässe *z* befindet sich eine amalgamirte Zinkplatte in concentrirter Zinkvitriollösung. Diese Platte und die Lösung werden nach Bedürfnis durch andere Platten und Lösungen ersetzt. Wird nun die Flüssigkeit in *z* durch ein wieder mit Wasser gefülltes Rohr mit *W* verbunden und gleichzeitig *e* leitend mit dem Erdboden *B*, die Zinkplatte dagegen mit dem Elektrometer *E* in Verbindung gebracht, so wird die Polarisation der Elektrode *e* allein und zwar während der Dauer des elektrolysirenden Stromes gemessen; ebenso wird die Polarisation von e_1 allein gemessen, wenn das Wasserrohr von *z* nach W_1 gelegt und e_1 leitend mit dem Erdboden verbunden wird. Die Summe der beiden Polarisationen stellt nach bisheriger Ansicht die Gesammtpolarisation dar. Die Anordnung des Apparates sichert wohl vor dem Einwande, dass ein Zweig des zwischen *e* und e_1 circulirenden Stromes die elektrometrische Messung stören könne. Bei den nächsten Versuchen befanden sich in *e* und e_1 und dem verbindenden Rohre immer dieselben Flüssigkeiten und waren die beiden Elektroden an Substanz, Grösse und Gestalt einander so gleich als möglich. Um die Gesammtpolarisation zu finden ist es gar nicht

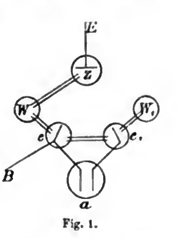


Fig. 1.

1) Pogg. Ann. 1875 Bd. 156 S. 156.

nöthig, die vor dem Eintritt der Polarisation vorhanden gewesene Spannungsdifferenz zwischen dem in *z* befindlichen Metalle und dem Metalle der Elektroden zu kennen. Bestehen die Elektroden aus Platin, welche in verdünnte Schwefelsäure taucht, und nennen wir abgekürzt die ursprüngliche Spannungsdifferenz zwischen Zink in Zinkvitriollösung und Platin in verdünnter Schwefelsäure Zn | Pt, die Spannungsdifferenz zwischen Zink und durch Sauerstoff polarisirtes Platin $Zn \mid Pt_o$ und zwischen Zink und durch Wasserstoff polarisirtes Platin $Zn \mid Pt_H$, so ist die Gesammtpolarisation $Pt_o \mid Pt_H = Zn \mid Pt_o - Zn \mid Pt_H$, so dass der Werth Zn | Pt ganz ausser Betrachtung bleibt. Das ist, wenigstens zunächst, sehr wünschenswerth, denn wie dieser wahre Werth zu bestimmen ist, ist auch streitig. Die für die Versuche angewandten Platinplatten und -drähte wurden zuerst in Salpetersäure, dann in Wasser ausgekocht, ausgeglüht und dann in der verdünnten Schwefelsäure, welche als Elektrolyt diente, ausgekocht. Die benutzten Kohlen waren Stäbe von Gaudouin in Paris von ausserordentlich gleichmässiger Structur und Reinheit. Sie wurden ebenfalls zuerst in Salpetersäure, dann in Wasser und zuletzt in der verdünnten Säure, in der sie als Elektroden dienen sollten, ausgekocht. Als primäre Kette diente bald ein Daniell-, bald ein Grove-Element. Die elektromotorische Kraft derselben wurde vor und nach dem Versuche gemessen und der Mittelwerth als der richtige angenommen.

In der folgenden Tabelle enthält die Spalte:

„Elektroden" die Angabe über die in e und e_1 eintauchenden Platten, Drähte oder Stäbe,

„Flüssigkeit" die in e und e_1 und dem Verbindungsrohre enthaltene Flüssigkeit und zwar entweder H_2SO_4 = verdünnte Schwefelsäure (1 : 20) oder HCl = verdünnte Salzsäure (1 : 10),

„Stromquelle" die Angabe des zersetzenden Elementes,

a die elektromotorische Kraft desselben für 1 D = 1,

z das im Gefässe z befindliche Metall und die Flüssigkeit in welche es taucht, die Lösung jedesmal gesättigt genommen;

p gibt die Polarisationen an, welche stattgefunden haben,

e und e_1 die Spannungsdifferenzen zwischen z einerseits und e oder e_1 andererseits, also die Werthe $Zn \mid Pt_o$, $Zn \mid Pt_H$ u. s. w., und endlich

a_1 die elektromotorische Kraft dieser Polarisation, d. h. die Differenz $e - e_1$.

Elektroden	Flüssigkeit	Stromquelle	a	z	p	e	e_1	a_1
Kohlenstäbe	HCl	1 Daniell	1,00	C | HCl	C_{Cl} | C_H	0,44	— 0,56	1,00
"	"	"	1,00	Zn | $ZnSO_4$	C_{Cl} | C_H	1,65	0,66	0,99
"	"	"	1,00	Cu | $CuSO_4$	C_{Cl} | C_H	0,65	— 0,35	1,00
"	"	"	1,00	Ag | $AgNO_3$	C_{Cl} | C_H	0,35	— 0,64	0,99
"	"	1 Grove	1,64	Zn | $ZnSO_4$	C_{Cl} | C_H	1,90	0,31	1,59
"	H_2SO_4	1 Daniell	1,00	Zn | $ZnSO_4$	C_O | C_H	1,77	0,80	0,97
Platinplatten	"	"	1,00	Zn | $ZnSO_4$	Pt_O | Pt_H	1,99	1,00	0,99
"	"	1 Grove	1,67	Zn | $ZnSO_4$	Pt_O | Pt_H	2,16	0,52	1,64
Wollastonel:	"	1 Daniell	1,00	Zn | $ZnSO_4$	Pt_O | Pt_H	2,01	1,04	0,97
"	"	1 Grove	1,69	Zn | $ZnSO_4$	Pt_O | Pt_H	2,31	0,71	1,60
Platinplatten	"	1 Grove	1,69	Cu | $CuSO_4$	Pt_O | Pt_H	1,29	— 0,34	1,63

Diese Zahlen können keinen Zweifel darüber lassen, dass die Methode der getrennten Bestimmung der Polarisationen an den einzelnen Elektroden ebenfalls zum Ziele führt. Von vorn herein verdient sie sogar den Vorzug vor der Methode der Wippe, weil bei letzterer vorausgesetzt wird, dass während der Zeit des Umlegens der Wippe die Polarisation nur unmerklich abnimmt. Die Uebereinstimmung zwischen den nach beiden Methoden erhaltenen Resultaten scheint aber diese Annahme wirklich zu rechtfertigen. Ich habe die Methode der getrennten Messung vielfach angewandt; da es aber hier nicht meine Absicht ist, neue Angaben über Polarisationsgrössen beizubringen, so will ich nur einiges beiläufig erwähnen. Man kann den Einfluss der Stromdichte auf die einzelnen Elektroden sehr gut erkennen: als zur Zersetzung von verdünnter Schwefelsäure durch ein Grove-Element von der Kraft $a = 1{,}66$ D eine Platinplatte von 30^{qcm} einseitiger Oberfläche und ein dünner Platindraht angewandt wurden, war die Gesammtpolarisation a_1 immer $= 1{,}60$ D, die Platte mochte als Anode oder als Kathode dienen. Die Einzelpolarisationen waren aber in beiden Fällen verschieden. Wurde der Sauerstoff an der Platte entwickelt, so war $e = 2{,}12$ und $e_1 = 0{,}52$; wurde aber der Sauerstoff am Draht entwickelt, so war $e = 2{,}32$ und $e_1 = 0{,}70$. Im letzteren Falle war die Entwicklung von Wasserstoffsuperoxyd eine reichlichere gewesen.

Wurde die Elektrolyse durch Ströme von grösserer Intensität und grösserer elektromotorischer Kraft bewirkt, so ergaben sich die Maximalwerthe der Gesammtpolarisation ungefähr in derselben Höhe, wie sie Herr Exner mittels der Wippe fand. Ueber 2,13 D fand ich dieselbe

zwischen Platinplatten von 3 qcm einseitiger Oberfläche in verdünnter Schwefelsäure nicht, so lange die Platten in getrennte Gefässe tauchten. Standen beide Platten in demselben Gefässe, so erhielt ich auch jetzt den Maximalwerth 2,3 D, wie er durch ältere Messungen gewöhnlich gefunden wurde. Auch Herr Tait[1]) hat mittels des Quadrantelektrometers und der Wippe bei Anwendung einer zersetzenden Batterie von 8 Grove-Elementen denselben Werth gefunden, während er, übereinstimmend mit mir, die durch ein Grove-Element erzeugte Polarisation = 1,64 D angibt.

Ich komme nun zu der Frage: was hat man sich unter einer einseitigen Polarisation zu denken? Die Antwort darauf habe ich schon oben angeführt; so weit die Ionen gasförmige Körper sind, habe ich die durch sie hervorgebrachte elektromotorische Erregung beschränkt auf ihren condensirten, absorbirten oder occludirten Zustand. Dass es hierbei nicht gleichgültig ist, aus welchem Elektrolyten die Gase entwickelt werden, wie Herr Exner bemerkt, ist gewiss richtig. Wir wissen ja auch, z. B. durch die gleichfalls mit dem Quadrantelektrometer ausgeführten Versuche von Peirce[2]), dass die elektromotorischen Kräfte der Gase sich mit der angewandten Leitungsflüssigkeit ändern. Zu dieser durch die sogenannte elektromotorische Kraft der Gase hervorgebrachten Polarisation kommen indes noch eine ganze Reihe von Veränderungen sowohl der Elektroden selbst, als der Umgebung derselben, die ich bei einer früheren Gelegenheit schon angedeutet habe[3]). Manche dieser Veränderungen pflegte man sonst kaum mit dem Namen „Polarisation“ zu belegen: z. B. lässt sich bei der Zersetzung von Kupfervitriol zwischen Platinelektroden dieser Begriff im älteren Sinne nur auf die Anode anwenden, während die Kathode, die sich mit Kupfer bedeckt, einfach zu einem anderen Metalle wird. Es soll also auch hier nur von der Wirkung der ursprünglich gasförmigen Ionen die Rede sein.

Herr Exner sagt darüber[4]): „Es ist eine bekannte Thatsache, dass eine reine Platinplatte und eine mit Wasserstoff beladene, einander in Wasser gegenüber gestellt, einen Polarisationsstrom liefern; . . . es

1) Phil. Mag. 1869 (4) Vol. 38 p. 246. Durch ein Versehen steht bei Citirung dieser Arbeit in meiner Abhandlung Wied. Ann Bd. 5 S. 8 und Münch. Sitzungsber. 1978 S. 147: Graham statt Tait.

2) Wied. Ann. 1879 Bd. 8 S. 98.

3) Pogg. Ann. 1855 Bd. 94 S. 204.

4) Wiener Sitzungsber. 11. Juli 1878 S. 43.

ist ein solcher aber niemals beobachtet worden; der Strom, von dem ich oben als von einer Thatsache sprach, ist immer nur in gewöhnlichem Wasser beobachtet worden, und ich ziehe es keinen Moment in Zweifel, dass derselbe seinen Ursprung der Oxydation des Wasserstoffs durch im Wasser gelösten Sauerstoff verdankt." Dieser Satz ist ebenso schwer zu beweisen wie zu widerlegen. Die Beobachter, welche sich mit der elektromotorischen Kraft der Gase beschäftigt haben, sind doch wohl nicht ganz so nachlässig gewesen, wie Herr Exner meint. In der Beschreibung unserer Versuche ist überall darauf hingewiesen, dass die Leitungsflüssigkeit von Luft durch Auskochen befreit wurde, also kein „gewöhnliches" Wasser war. Aber freilich, ganz luftfrei ist das Wasser dadurch nicht geworden. Ich habe jetzt folgenden Versuch angestellt: In die beiden Schenkel eines V förmig gebogenen Glasrohres wurden zwei Platindrähte eingeschmelzt. In der Convexfläche der Biegung des Rohres befand sich eine Oeffnung. Die Drähte wurden durch Abkochen in Salpetersäure, Wasser und verdünnter Schwefelsäure gereinigt, auf die gewöhnliche Weise platinirt, zur Entfernung etwa aufgenommenen Wasserstoffs als Anoden benutzt und abermals in verdünnter Schwefelsäure abgekocht. Nun wurde das Rohr ganz in verdünnte Schwefelsäure gelegt, die es vollkommen füllte; die Säure wurde zum Sieden gebracht, wobei das Rohr so gelegt war, dass austretende Gase aus der Oeffnung entweichen mussten. Dann wurde das ganze Gefäss mit Flüssigkeit und Rohr in den Recipienten einer Quecksilberluftpumpe gebracht, die Flüssigkeit durch Evacuiren längere Zeit im Sieden erhalten und endlich das Ganze 2 Tage lang im Vacuum gelassen. Sobald das Gefäss aus dem Vacuum genommen war, wurde der eine Schenkel mit elektrolytisch entwickeltem Wasserstoff gefüllt und die Oeffnung sofort unter Wasser mit Baumwachs luftdicht verklebt. Nun wurde der eine Draht mit dem Erdboden, der andere mit dem Elektrometer verbunden. Es zeigte sich eine Potentialdifferenz von 0,50 D. Nach 1 Minute war dieselbe auf 0,60, nach 5 Minuten auf 0,70 und nach 10 Minuten auf 0,82 D gestiegen, bei welcher Höhe sie nahezu constant war. Nach einer halben Stunde zeigte sich eine Abnahme der Differenz. Dieser Vorgang entspricht ganz dem zu erwartenden: das Platin brauchte eine Zeit, um Wasserstoff in sich aufzunehmen; dann aber war der Betrag der Spannungsdifferenz auch derselbe, den früher ich (0,81 D) und neuerdings Peirce (0,807 D) gefunden haben. Allmählich ver-

theilt sich durch Diffusion Wasserstoff auch bis zum anderen Draht, und damit muss die Potentialdifferenz abnehmen. Man kann gegen diesen Versuch wieder einwenden, die Luft sei eben doch noch nicht aus der Flüssigkeit und der Sauerstoff aus dem Platinschwamm entfernt gewesen. Mittel, das noch besser zu bewirken, sind mir nicht bekannt.

Der Einfluss der Luft bezüglich des freien Sauerstoffs in der Leitungsflüssigkeit auf die Elektricitätserregung in der Kette ist schon oft in Betracht gezogen worden, und zwar ist derselbe bald als unmittelbar die Erregung fördernd, bald als die Polarisation vermindernd angesehen worden. Ich habe die Ergebnisse der älteren, lange Zeit vor de Fouvielle und Deherain (welche Herr Exner citirt) angestellten Beobachtungen von Biot und Cuvier, sowie der späteren von Adie und die von de la Rive darauf gebauten Schlüsse zusammengestellt und dann aus meinen eigenen Versuchen den Schluss gezogen, dass der Sauerstoff nicht primär zur Stromerzeugung beitrage, sondern secundär durch Beseitigung des Wasserstoffs an der negativen Platte des Elementes[1]). Herr Exner, der das Vorhandensein einer Spannungsdifferenz zwischen reinem und mit Wasserstoff bekleidetem Platin überhaupt nicht zugibt, bestreitet natürlich auch den Vorgang der Depolarisation und damit auch die Erklärung, welche ich von der depolarisirenden Wirkung der Superoxyde gegeben habe[2]). „In Wahrheit“, sagt er, „wächst die elektromotorische Kraft deshalb, weil der Wasserstoff wieder zu Wasser oxydirt wird.“[3]) Dasselbe nehme ich doch selbstverständlich auch an; die ganze Depolarisation liegt in der Verhinderung des freien Auftretens von Wasserstoff, und dies Auftreten ist eben dann verhindert, wenn sich derselbe mit dem vorhandenen Sauerstoff zu Wasser verbindet. Der Unterschied zwischen unseren Anschauungen besteht nur wieder darin, dass ich die durch die Depolarisation eingetretene Veränderung in der Potentialdifferenz in Betracht gezogen habe, Herr Exner aber die derselben äquivalente Veränderung im Wärmeprocesse. Dasselbe kann man ferner sagen von den Vorgängen in den bisher sogenannten inconstanten Ketten. Herr Exner berechnet die elektromotorische Kraft eines in verdünnte Schwefelsäure tauchenden Zn | Pt paares aus der bei der Auflösung

1) Pogg. Ann. 1848 Bd 74 S. 381.
2) ebd. 1873 Bd. 150 S. 535.
3) Wiener Sitzungsber. 11. Decbr. 1879 S. 38.

von Zink in verdünnter Schwefelsäure erzeugten und der bei der Zersetzung von Wasser verbrauchten Wärme[1]); sie muss nach dieser Berechnung = 0,732 D sein, und in der That zeigt sich, dass ein derartiges Element, nachdem es einige Zeit geschlossen war, die Kraft 0,73 D annimmt. Hieraus schliesst nun Herr Exner, dass es gar keine inconstanten Elemente gebe, dass vielmehr die viel grösseren Anfangskräfte, welche an solchen Elementen beobachtet worden sind, dem Umstande zuzuschreiben waren, dass die Leitungsflüssigkeit Sauerstoff enthielt, der zur Verbrennung des Zinks verbraucht wird. Ist das geschehen, so tritt erst die wahre, dem chemischen Processe äquivalente elektromotorische Kraft auf, und diese ist eben 0,73 D. Ich kann mich mit der sich hieran anschliessenden Erörterung nicht einverstanden erklären. Herr Exner meint nämlich, wenn, wie aus meinen Angaben hervorgehe, die durch Polarisation des Platins in einem Zn | Pt elemente erzeugte Gegenkraft = 0,81 D wäre, so müsste die effective Kraft desselben negativ sein, was eine Unmöglichkeit wäre. Gewiss wäre das eine Unmöglichkeit, aber der Vorgang ist ja auch ganz anders gedacht. Entweder ist die wahre elektromotorische Kraft des Elementes = 0,73 D und die höher beobachtete nur der Wirkung des vorhandenen Sauerstoffs zu verdanken, oder die wahre Kraft ist eben jene hohe, welche erst durch die Wasserstoffpolarisation auf 0,73 D hinabgedrückt wird. Im ersteren Falle hat der Sauerstoff, so lange er noch vorhanden ist, dazu gedient, von der im Elemente erzeugten Wärmemenge nicht so viel wieder verbrauchen zu lassen, wie nachher verbraucht wird, wenn der Sauerstoff erschöpft ist; im zweiten Falle hat sich die Spannungsdifferenz PtH | Pt von der Zn | Pt subtrahirt, nicht von 0,73 D, sondern von der beobachteten Anfangskraft; das numerische Resultat muss aber beidemal dasselbe bleiben. Um dies zu prüfen, lege ich die von mir vor einunddreissig Jahren gefundenen Zahlen zu Grunde, wie sie von Wiedemann auf die Daniell-Einheit überrechnet angegeben sind[2]). Hiernach ist die elektromotorische Kraft Zn | Pt = 1,539 D, die Kraft PtH | Pt = 0,814 D, also die Differenz = 0,725 D. Wird das Niederschlagen von Zink auf die Platinplatte vermieden, so kommt auch nach meinen Versuchen die elektromotorische Kraft der Zinkplatinplatte nicht weiter herunter,

1) Wiener Sitzungsber. 11. Decbr. 1879 S. 3.
2) Wiedemann, Galvanismus (2) Bd. 1 S. 384 u. 407.

und da 0,73 D die der Auflösungswärme des Zinks entsprechende elektromotorische Kraft ist, so scheint es in der That, als sei diese Wärme das einzige Maass, bzw. die einzige Quelle der Kraft nicht nur der sogenannten inconstanten Zinkplatinketten, sondern aller solcher Elemente, in denen das positive Metall Zink, das negative irgend ein anderes ist, das dann lediglich die Rolle eines Leiters zu spielen hat, an der Erregung der Elektricität aber gar keinen Antheil nimmt. Die Versuche, welche Herr Exner mit einer Zinkkupferkette angestellt hat, die ebenfalls genau die elektromotorische Kraft 0,73 D zeigte, haben diese Anschauung bestätigt.

Hier weichen nun aber meine Erfahrungen von denen des Herrn Exner ab. Ich führte eine Reihe von Messungen aus, bei denen eine amalgamirte Zinkplatte in ein Gefäss mit verdünnter Schwefelsäure tauchte. Durch ein weites, unten geschlossenes Heberrohr war dieses Gefäss mit einem zweiten verbunden, das dieselbe Flüssigkeit enthielt, und in welches abwechselnd eine frisch gereinigte Platinplatte und eine ebenfalls frisch gereinigte Kupferplatte getaucht wurde. Im letzen Versuch war das Kupfer galvanoplastisch niedergeschlagen. Die Platten waren 1 cm breit und tauchten 4 cm tief in die Flüssigkeit. Die beobachteten elektromotorischen Kräfte waren:

	Zinkplatin			Zinkkupfer		
	offen	geschlossen	p	offen	geschlossen	p
	1,51	0,72	0,79	0,99	0,45	0,54
	1,49	0,71	0,78	0,99	0,46	0,53
	1,50	0,71	0,79	0,99	0,44	0,55
	1,56	0,73	0,83	0,95	0,47	0,54
Mittel	1,52	0,72	0,80	0,98	0,46	0,54

Die in der Spalte „geschlossen“ stehenden Zahlen wurden beobachtet, wenn das Element 3 Minuten lang geschlossen gewesen war. Bei diesem kurzen Schlusse war an ein Ueberwandern des Zinks noch nicht zu denken. Der dritte und vierte Versuch wurden ausserdem mit ganz neuen Säuren ausgeführt. Ich vermuthete, dass der Grund, weshalb ich die Kraft Zn | Cu kleiner gefunden hatte als die Zn | Pt, in einer Oxydation des Kupfers durch directen Angriff zu suchen sei, und ersetzte deshalb die Kupferplatte durch eine Silberplatte, bei welcher eine solche Befürchtung ausgeschlossen ist. Die Messungen ergaben:

Zinksilber

	offen	geschlossen	p
	1,26	0,51	0,75
	1,27	0,54	0,73
	1,20	0,52	0,68
	1,21	0,49	0,72
Mittel	1,23	0,51	0,72

Also auch das Zinksilberelement geht in seiner Kraft weiter hinab als das Zinkplatinelement.

Um in der Wahl des negativen Metalles noch grösseren Spielraum zu gewinnen, wählte ich als positives statt des Zinks Natrium. In ein poröses Thongefäss wurde ein dicker Brei von Natriumamalgam gebracht, in welchen ein Platindraht tauchte. Die übrige Zusammenstellung war dieselbe wie zuvor, und es konnten nun als negative Metalle Platten von Platin, Silber, Kupfer oder amalgamirtem Zink angewandt werden. Gefunden wurde:

	Natriumplatin			Natriumsilber		
	offen	geschlossen	p	offen	geschlossen	p
	2,41	1,37	1,04	2,04	1,20	0,84
	2,31	1,34	0,97	2,16	1,30	0,86
	2,25	1,30	0,95	2,00	1,18	0,82
	2,28	1,32	0,96	2,02	1,21	0,84
Mittel	2,31	1,33	0,98	2,05	1,22	0,83

	Natriumkupfer			Natriumzink		
	offen	geschlossen	p	offen	geschlossen	p
	1,74	1,12	0,62	0,77	0,66	0,11
	1,86	1,21	0,65	0,77	0,67	0,10
	1,77	1,09	0,66	0,78	0,70	0,08
	1,79	1,14	0,65	0,82	0,70	0,12
Mittel	1,79	1,14	0,65	0,78	0,68	0,10

Vergleicht man die Kräfte, welche an den mit Zink construirten Elementen gefunden wurden, mit denen der zugehörigen Natriumelemente, so findet man das auf Combinationen von Metallen mit Flüssigkeiten ausgedehnte Gesetz der Spannungsreihe bestätigt. Die oben gefundenen Mittelwerthe sind nämlich für die Combinationen

		Pt	Ag	Cu	
offen	Na	2,31	2,05	1,79	
	Zn	1,52	1,23	0,98	
	Na | Zn =	0,79	0,82	0,81	gefunden 0,78;
geschlossen	Na	1,33	1,22	1,14	
	Zn	0,72	0,51	0,46	
	Na | Zn	0,61	0,71	0,68	gefunden 0,68.

Der Unterschied zwischen den elektromotorischen Kräften eines geschlossenen Natriumplatin- und eines geschlossenen Natriumzinkelementes sind so gross, dass an einen zufälligen Grund der Abweichung gar nicht gedacht werden kann. Dagegen ist das in Rede stehende Beispiel ganz dazu geeignet, die Frage zu erörtern, ob nicht durch Oxydation auch der negativen Platte die geringere elektromotorische Kraft sich erklären lasse. Wenn sich nämlich nicht nur das Natrium, sondern auch das Zink in der verdünnten Schwefelsäure auflöst, so kommt zur Berechnung der elektromotorischen Kraft des Elementes nicht nur die Auflösungswärme des Natriums, sondern auch die des Zinks in Betracht. Ich amalgamirte zwei gleich grosse Zinkplatten ganz gleichförmig und verband die eine in der angegebenen Weise mit Natriumamalgam zu einem Elemente, das ich 17 Stunden lang mit kleinem Widerstande geschlossen liess, während die andere Platte dieselbe Zeit hindurch in ein Gefäss mit verdünnter Schwefelsäure tauchte, ohne sich in irgend einem galvanischen Verbande zu befinden. Nach der angegebenen Zeit wurden die Flüssigkeiten aus der Umgebung beider Zinkplatten geprüft. Die in der Kette gestandene Flüssigkeit zeigte mit Ammoniak übersättigt und mit Schwefelammonium versetzt kaum eine Spur einer Trübung, die andere gab einen dicken Niederschlag von Schwefelzink. Eine Wiederholung des Versuches ergab das gleiche Resultat. Nur wenn Zinkplatte und Natriumamalgam sich nahe bei einander in demselben Gefässe befanden, wurde auch das Zink in der Kette angegriffen; die Säure hatte sich dabei lebhaft erhitzt. Es ist also nachgewiesen, dass auch das Zink, wenn es die Rolle des negativen Metalles in der Kette spielt, von verdünnter Schwefelsäure nicht angegriffen wird, oder, um den sonst üblichen Ausdruck zu gebrauchen, dass es durch seine Verbindung mit einem positiveren Metalle vor Angriff geschützt wird. Demnach ist in dem Verhalten des Zinks und des Platins dem Natrium gegenüber ebenso wenig ein Unterschied zu vermuthen, wie in dem des Silbers und Kupfers. Alle sollten nur die Rolle von Leitern spielen, und die elektromotorische Kraft des Natriumzinkelementes berechnete sich ganz ebenso wie die des Natriumplatinelementes. Ich bin hiernach ganz ausser Stande, die grossen Unterschiede, welche ich gefunden habe, anders zu erklären, als man es bisher gethan hat: mit Rücksicht auf die verschiedenen Rollen, welche dem negativen Metalle selbst zugewiesen sind.

Ich habe meinen vorstehenden Tabellen noch eine Spalte p beigefügt. Dieselbe gibt jedesmal die Differenz der zwei kurz hinter einander beobachteten Werthe für die elektromotorische Kraft der offenen und der geschlossenen Elemente, d. h. nach der hergebrachten Ansicht die Werthe der Polarisation der negativen Platte durch Wasserstoff. Beim stärkeren Natriumplatinelement ist sie stärker als beim schwächeren Zinkplatinelement; am Platin ist sie stärker als am Silber, am Kupfer oder gar am Zink. Wurden die Elemente nach dem Schlusse geöffnet, so stellte sich die ursprüngliche elektromotorische Kraft bei den Silber-, Kupfer- und Zinkelementen sehr bald, bei den Platinelementen nur ganz langsam wieder her. Während z. B. ein Natriumzinkelement offen die Kraft 0,77 D, geschlossen 0,66 D hatte, zeigte es nach einer Oeffnung von ½ Minute schon wieder 0,76 D. Ein Natriumplatinelement, das offen die Kraft 2,25, geschlossen 1,30 D hatte, war in ½ Minute nur bis 1,53, in 3 Minuten nur bis 1,55 D in die Höhe gekommen, nach älterer Anschauung deswegen, weil das Platin Wasserstoff occludirt enthielt, die anderen Metalle nicht. Man kann indes die Occlusion des Wasserstoffs auch zugeben, ohne dessen polarisirende Kraft anzuerkennen. Die verschiedene Geschwindigkeit, in der sich die Elemente erholen, wäre dann so zu deuten, dass an den anderen Metallen, die keinen Wasserstoff occludiren, der aus der Luft in die Flüssigkeit eintretende Sauerstoff sich eher merklich mache als am Platin.

Nach den gewonnenen Resultaten fragt es sich nun weiter, ob nicht der Begriff einer Polarisation als einer selbständig und zwar an den einzelnen Platten auftretenden elektromotorischen Kraft doch aufrecht erhalten werden dürfe. Nach Herrn Exner hat sie „gar keinen Sinn“. Er verwirft die Messung der an den einzelnen Platten auftretenden Polarisation auf das bestimmteste. „Das Vorstehende“, sagt er[1]), „genügt auch zur Charakterisirung der so oft angewendeten Methode zur Bestimmung der Polarisation in nur einem Gase, z. B. des Platins in Wasserstoff dadurch, dass der Sauerstoff zur Oxydation der zweiten Elektrode verwendet wird; es ist für den Werth der Polarisation aber keineswegs gleichgültig, welches Metall oxydirt, resp. bei Bildung der Polarisation wieder reducirt wird.“ Ich kann nicht finden, dass Herr Exner sich von der Richtigkeit dieses Satzes auf experimentellem Wege überzeugt

1) Wiener Sitzungsber. 11. Juli 1878. S. 44.

hat; es scheint nicht so. Da der Satz für die ganze Annahme einer selbständigen Polarisation ein fundamentaler ist, so schien mir doch die Anstellung einer Probe dringend nothwendig. Die folgenden Versuchsreihen, welche diese Probe zu liefern bestimmt sind, unterscheiden sich von den früher beschriebenen dadurch, dass in den Stromkreis zwei Zersetzungsapparate hinter einander eingeschaltet wurden und dass die zu einem Zersetzungsapparate gehörigen Elektroden nicht immer einander gleich waren. Der eine Apparat ist aus den Zellen e und e_1 (Fig. 2), der andere aus ε und ε_1 zusammengesetzt. Die Heberröhren, welche die beiden zu einander gehörigen Gefässe verbinden, waren immer mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt. Die Elektroden waren bald amalgamirtes Zink in concentrirter Zinkvitriollösung, bald Kupfer in concentrirter Kupfervitriollösung, bald Silber in Silbernitratlösung, bald Platin in verdünnter Schwefelsäure. Die Gefässe e und e_1, ε und ε_1 waren durch Wasserröhren mit den Wassergefässen W_1, W_2, W_3 und W_4 verbunden. Sollte nun die Polarisation einer der vier gleichzeitig angewandten Elektroden gemessen werden, z. B. die von e, so wurde das zugehörige Gefäss W_1 durch ein Wasserrohr mit dem Gefässe z verbunden, das wiederum amalgamirtes Zink in Zinkvitriollösung enthielt, ferner wurde die Verbindung zwischen der betreffenden Elektrode e und dem Erdboden B und die Verbindung von z mit dem Elektrometer E hergestellt. Es war nun leicht, die Polarisation aller vier Elektroden nach einander zu messen.

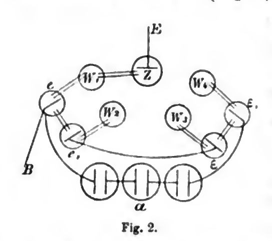


Fig. 2.

In den folgenden Tabellen sind zuerst die Potentialdifferenzen zwischen der Normalzelle z und den vier der Reihe nach eingeschalteten Elektroden angegeben, gemessen bevor der Stromkreis geschlossen war und kurz bezeichnet durch z | Zn, z | Cu, z | Ag, z | Pt, je nachdem e, e_1, ε, ε_1 eine der oben angegebenen Combinationen enthielten. Die für diese Versuche benutzten Platinplatten waren nach der Reinigung mit Säuren ausgeglüht, aber nicht als Anoden angewandt worden. In der zweiten Zeile stehen dann die zugehörigen Potentialdifferenzen, gemessen während der Strom geschlossen war und bezeichnet durch z | Zn_0, z | Cu_0, z | Ag_0, z | Pt_0, wenn die betreffende Elektrode mit dem Sauerstoffpol, durch z | Zn_H u. s. w., wenn sie mit

dem Wasserstoffpol verbunden war. Die dritte Zeile endlich enthält die Potentialdifferenzen zwischen der reinen Elektrode und der polarisirten, also $Zn \mid Zn_o$, $Cu \mid Cu_o$ u. s. w., d. h. diejenigen Grössen, welche gefunden werden sollten. Die beiden zuerst genannten Elektroden bilden immer den ersten Zersetzungsapparat ee_1, die beiden letzten den zweiten $\varepsilon\varepsilon_1$. Alle Zahlen sind auf D = 1 bezogen.

I. 4 Grove. Elektroden: $Zn \mid Pt$ und $Cu \mid Pt$.

$z \mid Zn$	— 0,07	$z \mid Pt$	1,51	$z \mid Cu$	0,98	$z \mid Pt$	1,49
$z \mid Zn_H$	— 0,08	$z \mid Pt_o$	2,59	$z \mid Cu_H$	0,95	$z \mid Pt_o$	2,57
$Zn \mid Zn_H$	— 0,01	$Pt \mid Pt_o$	**1,08**	$Cu \mid Cu_H$	— 0,03	$Pt \mid Pt_o$	**1,08**

II. 4 Grove. Elektroden: $Zn \mid Pt$ und $Pt \mid Pt$.

$z \mid Zn$	— 0,06	$z \mid Pt$	1,41	$z \mid Pt$	1,41	$z \mid Pt$	1,41
$z \mid Zn_H$	— 0,07	$z \mid Pt_o$	2,39	$z \mid Pt_H$	0,44	$z \mid Pt_o$	2,39
$Zn \mid Zn_H$	— 0,01	$Pt \mid Pt_o$	**0,98**	$Pt \mid Pt_H$	— 0,97	$Pt \mid Pt_o$	**0,98**

III. 3 Grove. Elektroden: $Zn \mid Pt$ und $Cu \mid Pt$.

$z \mid Zn$	0,02	$z \mid Pt$	1,44	$z \mid Cu$	1,00	$z \mid Pt$	1,43
$z \mid Zn_o$	0,03	$z \mid Pt_H$	0,58	$z \mid Cu_o$	1,02	$z \mid Pt_H$	0,57
$z \mid Zn_o$	0,01	$Pt \mid Pt_H$	**— 0,86**	$Cu \mid Cu_o$	0,02	$Pt \mid Pt_H$	**— 0,86**

IV. 3 Grove. Elektroden: $Zn \mid Pt$ und $Ag \mid Pt$.

$z \mid Zn$	0,02	$z \mid Pt$	1,42	$z \mid Ag$	1,35	$z \mid Pt$	1,40
$z \mid Zn_o$	0,04	$z \mid Pt_H$	0,57	$z \mid Ag_o$	1,36	$z \mid Pt_H$	0,58
$Zn \mid Zn_o$	0,02	$Pt \mid Pt_H$	**— 0,85**	$Ag \mid Ag_o$	0,01	$Pt \mid Pt_H$	**— 0,82**

V. 4 Grove. Elektroden: $Zn \mid Pt$ und $Pt \mid Pt$.

$z \mid Pt$	1,35	$z \mid Pt$	1,35
$z \mid Pt_H$	0,49	$z \mid Pt_H$	0,40
$Pt \mid Pt_H$	**— 0,86**	$Pt \mid Pt_H$	**— 0,86**

VI. Dieselbe Combination.

$z \mid Pt$	1,35	$z \mid Pt$	1,35
$z \mid Pt_o$	2,36	$z \mid Pt_o$	2,37
$Pt \mid Pt_o$	**1,01**	$Pt \mid Pt_o$	**1,02**

Aus dieser Tabelle ist Folgendes ersichtlich: In einem jeden Strom, also bei gleichbleibender Intensität und gleichbleibender elektromotorischer Kraft, ist die Polarisation zweier Platinplatten vollständig die gleiche, denselben mag als andere Elektrode wieder eine Platinplatte in verdünnter Schwefelsäure, eine Zinkplatte in Zinkvitriollösung, eine Kupferplatte in Kupfervitriollösung oder eine Silberplatte in Silbernitratlösung gegenüber stehen, und zwar gilt das sowohl für die Polarisation durch Sauerstoff, als für die durch Wasserstoff.

Die erhaltenen Zahlen sind noch immer nicht Maximalwerthe, besonders nicht in den Fällen, wo die primäre elektromotorische Kraft durch die entgegengesetzte Anordnung der Elektroden geschwächt wurde; sie fallen aber fast genau mit den von Gaugain[1]) gefundenen Zahlen zusammen.

Was die gleichzeitige Polarisation der gegenüber stehenden Platte von Zink, Kupfer oder Silber betrifft, so erweist sich dieselbe als äusserst gering. Ganz unpolarisirbar ist bei so starken Strömen natürlich auch das Zink nicht mehr, aber immerhin sind diese Polarisationen stets so schwach, dass nur ein äusserst unbedeutender Fehler gemacht worden ist, wenn in älteren Arbeiten nur die Polarisation der einen Elektrode gemessen wurde, während man die der anderen ganz beseitigt glaubte. Ich bemerke auch noch, dass alle jene Messungen in eine Zeit fallen, in welcher die Angaben du Bois-Reymond's[2]), welche die geringe Zahl wirklich unpolarisirbarer Combinationen kennen lehrten, wohl nicht vorhanden waren. Mag man jetzt die auftretenden Polarisationen definiren, wie man will: die Methode ist gerechtfertigt und die oben angeführten Resultate widersprechen bestimmt dem verwerfenden Urtheile des Herrn Exner. Ich glaube daher auch die verschiedenen Epitheta ornantia, mit welchen derselbe unsere Methode beehrt hat, als da sind „absurd“, „vollkommen unrichtig“, „ganz ohne Sinn“ als nicht ganz wohl angebracht bezeichnen zu dürfen. Und wenn die Abschwächung der elektromotorischen Kraft einer inconstanten Zinkplatinkette vorher zweideutig schien, so kann man wohl etwas Aehnliches von den eben mitgetheilten Versuchsergebnissen nicht sagen. Wollte man auch die Polarisation einer Platinplatte durch Wasserstoff wieder einer Beseitigung des Sauerstoffs zuschreiben, so sehe ich doch nicht, wie man etwas Analoges gegen die Polarisation einer Platinplatte durch Sauerstoff beibringen könnte, welche ebenfalls ganz gleich gefunden wird, die gegenüber stehende Platte mag eine polarisirbare oder eine unpolarisirbare, sie mag Platin, Zink oder Kupfer sein. Ich muss danach den Begriff der Polarisation überhaupt, wie er bis jetzt allgemein gefasst wurde, auch jetzt noch aufrecht erhalten. Auch ist es eine nicht zu unterschätzende Stütze für die hergebrachte Anschauung, dass die auf dieselbe basirten ferneren

1) Compt. rend. 1855 Vol. 41 p. 1166.
2) Berl. Monatsber. 1859 S. 443.

Untersuchungen zu Resultaten geführt haben, die mit der Erfahrung vollständig übereinstimmen; ich erinnere nur an F. Kohlrausch's Untersuchungen über die elektromotorische Kraft sehr dünner Gasschichten[1]).

Es kommt mir nicht in den Sinn, auf Grund der gewonnenen Resultate den Kampf der Contacttheorie gegen die elektrochemische wieder aufnehmen zu wollen. Ich würde das für ein sehr verkehrtes Beginnen halten. Ich weise lediglich die unter bestimmten Umständen vorhandenen Potentialdifferenzen nach und zweifle keinen Augenblick daran, dass dem Ausgleiche derselben, dem Strome, ein äquivalenter chemischer Vorgang und ein äquivalenter Wärmeprocess entsprechen wird. Und wenn wir durch die späteren Versuche des Herrn Exner[2]) erfahren, dass auch der Volta'sche Fundamentalversuch, der wohl von keinem Contacttheoretiker als ein in befriedigender Weise erklärter angesehen wird, sich auf einfache chemische Vorgänge reduciren lässt, so können auch dadurch die Grundanschauungen, welche seit Ohm unseren Vorstellungen vom Zustandekommen des Stromes zu Grunde liegen, nicht zerstört, sondern nur geklärt werden. Nur kann ich nicht zugeben, dass das vorliegende Material schon genüge, um die bekannten Erscheinungen des Galvanismus einfach als rein chemische Vorgänge darstellen zu können.

---

1) Pogg. Ann. 1872 Bd. 148 S. 143.
2) Wiener Sitzungsber. 17. Juli 1879.

Ueber einen Kraniometer.

Von

E. Schneider,

Mechaniker in Währing bei Wien.

(Mit Tafel II u. III.)

Durch einen Ausflug, den mehrere Mitglieder des wissenschaftlichen Clubs in Wien auf die Sternwarte zu Währing gemacht haben, ist Professor Dr. Benedikt veranlasst worden, sich wegen Construction eines Kraniometers an mich zu wenden. Da ich von dem Stande der Kraniometrie bis zu dem Tage, da ich die Ehre hatte, Herrn Professor Dr. Benedikt kennen zu lernen, keine Kenntnis hatte, so war die Aufgabe, in diesem Zweige der constructiven Mechanik etwas Erspriessliches zu leisten, eine schwierige. Bei der Construction von Instrumenten handelt es sich nämlich darum, zu wissen, welchen Zwecken, welchen Anforderungen und in welcher Weise den gestellten Aufgaben entsprochen werden soll.

Da ich, wie gesagt, von der Kraniometrie und deren Endzielen keine Kenntnis hatte, so war meine Arbeit bei der Ausführung des ersten Instrumentes eine rein mechanische. Ich hatte nichts zu thun, als die Angaben und Zeichnungen Professor Benedikt's zu verkörpern. Auf diese Weise ist das auf Taf. II Fig. 1 dargestellte Instrument entstanden. Es besteht aus einem kreisrunden Messingringe, an welchem vier in der Richtung der Normale wirkende Befestigungsschrauben angebracht sind. Diese werden, nachdem man den Messingring *M* über den Schädel *C* gebracht hat, so weit vorgeschraubt, bis sie an denselben gepresst werden und hierdurch den Ring festhalten. Ausser diesen vier Schrauben s, s', s'', s''' befindet sich noch eine Schraube *S* und eine sechste *S'* am Messingring, deren beide Achsen genau in ihrer Verlängerung zusammenfallen.

Der Kopf der Schraube *S* ist genau plan abgedreht und zwar so, dass die Ebene senkrecht auf der Achse der Schraube steht. Diese

Kopffläche ist nun die Basis für eine Messingscheibe, auf welcher ein Aluminiumprisma *P* befestigt ist. Die Achse dieses Aluminiumstückes fällt in die Verlängerung der Schraubenachse und bildet die Umdrehungsachse für das Aluminiumprisma selbst. Auf dem Aluminiumprisma ist ein Messingprisma *p* so aufgeschraubt, dass es mit einer Ebene die Achse des Aluminiumprismas tangirt. Längs dieses Messingprismas ist eine gekreuzte Hülse (*H*) nach auf- und abwärts verschiebbar, in welcher senkrecht zum Messingprisma *p* und parallel zu *P* ein drittes Prisma *p'* verschoben werden kann. Da das letztere mit einer Fläche direct auf jener Ebene von *p* aufliegt, welche die Achse von *P* tangirt, so ist es begreiflich, dass diese Fläche auch parallel zur Achse von *P* ist, dass also die Schneide *a* von *p'* sich in einer Ebene bewegen muss, in welcher eben die Achse von *P* selbst liegt. Setzt man nun die Spitze der Schraube *S* an irgend einen Punkt des Schädels z. B. an die Nasenwurzel an und klemmt man dann mit Hilfe der vier Schrauben *s, s', s'', s'''* ***M*** an den Schädel, so wird man im Stande sein, die relative Stellung der die Nasenwurzel umgebenden Punkte gegen diese zu bestimmen. Damit allein war aber nicht vollständig den Intentionen Professor Benedikt's gedient. Es handelte sich darum, den Durchschnittspunkt der sagittalen Achse mit der occipitalen Kraniumsfläche zu bestimmen. Um dies zu erreichen, sollte die Schraube *S'* so lange vorgeschraubt werden, bis sie das Kranium erreicht. Der durch die Spitze der Schraube *S'* bezeichnete Punkt sollte dann der zweite Endpunkt der durch die Nasenwurzel gehenden Sagittalachse sein. Es ist einleuchtend, dass es nicht gleichgültig sein kann, welcher Punkt am Occiput von *S'* als in der Sagittalachse liegend bezeichnet wird, und dass man daher auf irgend eine Orientirungsmethode bedacht sein musste.

Da die sagittale Achse auch in der medianen Ebene sich befinden soll, so sollten die im Gesicht befindlichen medianen Punkte zur Orientirung von *P*, mithin des ganzen Apparates, dienen. Es wurde also an der vorderen Fläche von *P* das Ende der Prismenachse mit einem Kreuze bezeichnet, und nun handelte es sich darum, die durch das Kreuz und die Spitze der Schraube *S* festgelegte Prismenachse in die durch die medianen Punkte in der Nähe der Nasenwurzel bezeichnete Medianebene einzudrehen. Hierzu war eine Visirvorrichtung nöthig. Als solche wurde ein Diopter vorgeschlagen, mit dessen Hilfe man erkennen sollte, wann das Kreuz am Prisma *P*, die Spitze der

Schraube *S* und die im Gesicht sichtbaren medianen Punkte in einer Ebene sich befinden. Damit, dass man eine Visirvorrichtung ausserhalb des Schädels zur Orientirung desselben verwenden wollte, war mit dem bisherigen Verfahren und andern bisher in der Kraniometrie üblichen Messtheorien gebrochen, und man wurde hierdurch auf eine neue Bahn gelenkt.

Ich muss aufrichtig gestehen, dass mir dieser Apparat nicht ganz gefallen hat; jedoch war ich nicht klar über die Sache und auch nicht darüber unterrichtet, welche Methoden bei der Kraniometrie in Anwendung gestanden waren. Aber ich muss auch sagen, dass der Kraniometer in seiner jetzigen Form ohne die Vorversuche, wie sie Professor Benedikt angestellt hat, kaum zu Stande gekommen wäre.

Sobald Professor Benedikt die Idee, eine Visirvorrichtung ausserhalb des Schädels zur Orientirung desselben zu verwenden, mir mitgetheilt hatte, war mir der Fingerzeig gegeben, in welcher Richtung ich zu arbeiten hatte. Vorerst musste aber noch eine andere Frage gelöst werden, und diese lautete: Was ist die mediane Ebene?

Für mich war es unbegreiflich, wie ich eine Ebene bestimmen sollte, von der ich nicht mindestens drei Punkte kenne. Ich selbst bin kein Kraniolog, auch habe ich mich mit Anatomie bis zur Periode, da ich mit Herrn Professor Benedikt verkehrte, nicht wesentlich befasst; ich war also um so weniger im Stande, die mediane Ebene zu definiren, als ich die Sache vom rein mathematisch-mechanischen Standpunkte betrachtete. Professor Dr. Benedikt wendete gegenüber meinen Vorschlägen: die Nasenwurzel, den Nasenstachel und das Bregma, oder die Nasenwurzel, den Nasenstachel und die Prominentia occipitalis maxima, oder die Nasenwurzel, das Bregma und die Mitte des vorderen oder hinteren Randes des Hinterhauptloches (Foraminis magni) als drei Fixpunkte zu acceptiren, durch diese drei Punkte die Medianebene zu legen, die Schädel also mit Bezug auf die durch die genannten Punkte als mediane gelegten Ebenen in symmetrische und assymmetrische einzutheilen, ein, dass diese Punkte zu variabel seien, und bestimmte als mediane Ebene jene Ebene, welche den Schädel in einen rechten und linken theilt.

Nach dieser Definition blieb kein anderer Ausweg, als behufs Ermittelung und Fixirung der medianen Ebene einzelne markante Punkte als Orientirungspunkte vorläufig anzunehmen. Denken wir uns nun Folgendes:

Ein Apparat bestehe aus zwei Theilen, wovon der eine als Stütze des Schädels, der andere als Visirvorrichtung dient. Die Stütze des Schädels sei derartig beschaffen, dass man irgend eine im Kranium gedachte Ebene senkrecht um eine verticale Achse drehen und rectificiren kann. Die Visirvorrichtung sei ein nach auf- und abwärts beliebig verstellbares Fernrohr mit einem Fadenkreuze und einer Aufsatzlibelle, deren Achse parallel zur optischen Achse des Fernrohres gestellt werden kann, so dass man also mit diesem Fernrohre eventuell nivelliren kann.

Nehmen wir nun an, dass die mediane Ebene eines Kraniums mit Hilfe von Mikrometerschrauben annähernd senkrecht auf die verticale Achse des Unterstützungsinstrumentes (Kraniofixators) gestellt worden wäre, und wir pointiren bei einspielender Aufsatzlibelle im Horizontalfaden des Fernrohres die Nasenwurzel eines Kraniums als Ausgangspunkt einer Aufnahme, so wird die Construction und Fixirung der medianen Ebene sich in folgender Weise durchführen lassen:

I. Pointiren der Nasenwurzel.

II. Verdrehen des Kraniofixators sammt dem Schädel um circa 90° und nachsehen, ob in der Nähe des Bregmas die median anzunehmenden Punkte im Horizontalfaden erscheinen.

III. Einstellen des Bregmas in den Horizontalfaden, falls es nicht in demselben erscheinen sollte, mit Hilfe von Rectificationsschrauben am Kraniofixator.

IV. Verdrehen des Kraniums um circa weitere 90°, bis der Zusammenstoss der Lambdanaht mit der Sagittalnaht im Gesichtsfelde des Fernrohres erscheint. Ist dies geschehen, so ist es nicht schwer, aus den gestreckten Stellen der sonst vielfach gezackten sagittalen Naht zu erkennen, welche Punkte derselben als in der medianen Ebene liegend betrachtet werden müssen. Man wird also auch erkennen, ob die Medianebene in dieser Gegend mit dem Horizontalfaden des Fernrohres coincidirt. Ist letzteres nicht der Fall, so wird man

V. bestimmen, um wie viel die Medianebene abweicht, und

VI. die Abweichung zur Hälfte durch entsprechende Verschiebung des Fernrohres nach auf- oder abwärts und zur anderen Hälfte durch Eindrehen der Medianebene in die Visirebene mit Hilfe der Rectificationsschrauben des Kraniofixators corrigiren.

VII. überzeugt man sich dann an der Nasenwurzel, ob man beim schätzungsweisen Corrigiren der Abweichung keinen nennens-

werthen Fehler begangen hat, und corrigirt einen eventuell sich ergebenden kleinen Fehler in obiger Weise.

VIII. Ist dies geschehen, verdreht man das Kranium, bis man das Bregma ins Gesichtsfeld bekommt, stellt die medianen Punkte auf den Horizontalfaden mit den Stellschrauben des Kraniofixators ein und beobachtet dann das Verhalten der Medianebene vom Zusammenstosse der Lambdanaht mit der Sagittalnaht über die Prominentia occipitalis maxima bis zum hinteren Rande des Hinterhauptloches. Man wird, bei letzterem angelangt, erkennen, ob die mediane Muskelraffe, die sich von dort zur Prominentia hinzieht, im Horizontalfaden erscheint oder nicht.

Wenn man nun das Kranium um die verticale Achse des Kraniofixators verdreht, so wird man successive diejenigen Punkte am Horizontalfaden sehen, welche als Punkte der Medianebene angenommen worden sind und welche als Orientirungspunkte beim Eindrehen der Medianebene in die Visirebene vorläufig gedient haben.

Bei den Schädeln, die wir mit diesem Apparate bisher beobachtet haben, haben sich die Punkte: Nasenwurzel, etwaiger Rest der Stirnnaht bei der Glabella, Bregma, Sagittalnaht, Prominentia occipitalis maxima, Muskelraffe, Mitte des vorderen und hinteren Randes des Hinterhauptloches, Pflugscharwurzel und Gaumennaht mit merkwürdiger Uebereinstimmung als in einer Ebene liegend gezeigt. Allerdings hat Herr Professor Benedikt diese Schädel besonders ausgesucht, und kann ich daher darüber nicht urtheilen, ob an anderen Schädeln obige Erscheinung ebenso eintreten wird. Mit Hilfe des weiter unten zur Beschreibung gelangenden Apparates wird man die darauf bezüglichen Untersuchungen weiter ausdehnen können.

Ausser der medianen Ebene gedachte Professor Dr. Benedikt noch eine zweite als Projectionsebene zu verwenden. Hierzu wurde die Broca'sche Orbitostatenebene bei der Messung von Kranien ausersehen.

Ich muss mir erlauben, in kurzen Worten diese zu beschreiben und anzugeben, wie diese gefunden wird. Man denke sich (nebenstehende Figur) eine an ihren beiden Enden bei A und C umgebogene Pincette mit einem

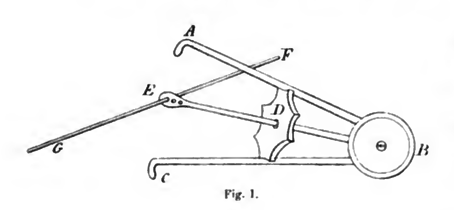


Fig. 1.

Scharniere B. Zwischen den beiden Armen AC und CB sei ein dritter angebracht, der sich in demselben Scharniere B bewegt und eine Platte D trägt. Diese Platte D ist längs BE verschiebbar und am Rande mit Ausschnitten versehen, von denen je zwei diametral stehende immer gleich weit vom Centrum sich befinden. Wird nun D gegen B verschoben, so werden AB und CB aus einander gehen und der von AB mit CB eingeschlossene Winkel ABC wird durch CE halbirt werden. Bei E ist EB mit mehreren Löchern versehen, durch welche ein Stahlstäbchen FG gesteckt werden kann.

Es ist also das Stahlstäbchen an jenen Stellen, wo es EB passirt, gleich weit von A und C entfernt. Diese Vorrichtung wird nun bei der Bestimmung der Orbitostatenebene in der Weise verwendet, dass man D zuerst gegen E verschiebt, die beiden hakenförmig gebogenen Enden der Pincette in die Augenhöhle legt und hierauf D gegen B so lange verschiebt, bis die Arme AB und CB sich am Orbitarande festklemmen. Ist dies erreicht, steht E mehr oder weniger genau in der Mitte des Augenrandes.

Nun wird das Stahlstäbchen FG durch eines der bei E befindlichen Löcher hindurch in das Sehnervenloch (Foramen opticum) in der Augenhöhle gesteckt. An beide Augenhöhlenränder wird je eine solche Vorrichtung in der Weise geklemmt, dass die Scharniere nach links und rechts (lateralwärts) zu stehen kommen. Die durch die beiden Stäbchen FG festgelegte Ebene ist nun die Broca'sche Orbitostatenebene. Da aus leicht begreiflichen Gründen bei lebenden Köpfen dieser Apparat nicht anwendbar ist, so ist mit der Broca'schen Orbitostatenebene für die Kraniometrie allerdings etwas geschaffen, aber nicht für die Kephalometrie.

Bei kephalometrischen Arbeiten gedachte Professor Benedikt als zweite Projectionsebene die sogenannte Blickebene, nämlich jene Ebene, welche durch die horizontalen Sehstrahlen der beiden Augen eines ruhig vor sich nach dem Horizonte hin blickenden Kopfes festgelegt wird, zu verwenden.

Ich will nun die Beschreibung des Apparates geben. Derselbe besteht aus dem Kraniofixator und aus dem eigentlichen Messapparate. Die Construction des Kraniofixators ist aus Taf. II Fig. 2 ersichtlich.

Eine mit drei Horizontalschrauben S, S', S'' stellbare Scheibe trägt in ihrem Centrum eine Messingpfanne mit einem Ansatze. In dem Ansatze ist eine graduirte Limbusscheibe L befestigt, während in der

Pfanne selbst sich eine verticale Achse, die einen Pfeiler P trägt, befindet. Dieser Pfeiler trägt an seinem unteren Ende einen Indexzeiger I für den Fall, dass man P um einen bestimmten Winkel verdrehen wollte; am oberen Ende trägt er eine mit vier Stellschrauben versehene Vorrichtung, ähnlich wie man solche bei Taschennivellirinstrumenten verwendet. Der um die Nuss bei N verdrehbare Zapfen Z trägt einen in dem Scharniere K grob verdrehbaren und mittels einer Flügelschraube in beliebiger Stellung festklemmbaren Support E. Zwischen zwei Wangen dieses Supports ist ein Schlitten verschiebbar angebracht; sowohl am Support selbst, wie am Schlitten ist je ein halbkreisförmiger gerillter Pfeiler befestigt, welche gleichzeitig in das Hinterhauptloch eines Schädels oder in eine Messinghülse gesteckt werden. Mit Hilfe der Schraube M können diese beiden Pfeiler C, C' gegen einander verstellt werden, bis sich selbe an den Rand des Hinterhauptloches oder der Messinghülse anpressen und auf diese Weise das Kranium tragen. Mit Hilfe dieser Vorrichtung kann man eine Ebene im Kranium senkrecht auf die Achse von P stellen.

Im Falle ein Schädel nicht gut erhalten oder morsch ist, oder wenn man denselben so auf den Kraniofixator bringen will, dass die mediane Ebene senkrecht auf P steht, bedient man sich der in Taf. II Fig. 3 abgebildeten Messinghülse und kittet mit Siegellack das zu untersuchende Object auf die schalenförmige Deckenscheibe (Fig. 3^a).

Der Messapparat.

Dieser selbst besteht aus zwei Theilen, aus einem Grundbrette und einem Kathetometer.

Das Grundbrett ist eine parkettartig zusammengesetzte Holzplatte von circa 90^{cm} Länge und 68^{cm} Breite (Taf. II Fig. 4 T). Dasselbe ist mit vier Horizontalschrauben h, h', h'', h''' versehen, so dass man es mit Hilfe einer Setzlibelle horizontiren kann. Auf diesem Grundbrette ist ein rechteckiger Rahmen $ABCD$ befestigt, der 32^{cm} breit, 58^{cm} lang und circa 3^{cm} hoch ist. Die einzelnen Seiten dieses Rahmens stehen je 16^{cm} von den Kanten des Grundbrettes ab und sind mit rectificirbaren Messingschienen versehen, die von Millimeter zu Millimeter getheilt sind. Die Bezifferungen der einzelnen Centimeter auf den Schienen sind so angeordnet, dass sie gleiche Richtungen verfolgen.

Das Kathetometer hat eine rechteckige Grundplatte G (Taf. II Fig. 5 u. 6) mit einem vertical stehenden Prisma P, längs welchem ein

Fernrohr auf und abwärts verschoben werden kann. Da es von Wichtigkeit ist, dass das Prisma senkrecht steht, ist die Grundplatte mit Hilfe von entsprechenden Schrauben rectificirbar gemacht. Längs dieses mit einer Millimetertheilung versehenen Prismas *P* ist eine viereckige Hülse *H* verschiebbar. Diese letztere trägt zwischen zwei Ansätzen eine im rechten Winkel gebogene Stütze *S* für das Fernrohr. Auf dieser ist ein Gabellager *K* angeschraubt, das mit Hilfe von zwei Stellschrauben so rectificirt werden kann, dass die optische Achse des Fernrohres *F* senkrecht zur Kante *AB* der rechteckigen Grundplatte *G* steht.

Auf der dem Prisma gegenüber liegenden Seite des Gabellagers ist eine Mikrometerklemmung M′ für das Fernrohr angebracht.

Das Fernrohr *F* ist in der Achse umlegbar construirt, um den Collimationsfehler beseitigen zu können; an beiden Armen seiner Achse ist je eine Ringscheibe *r, r′* befestigt, deren Durchmesser genau gleich jenem der Fernrohrringe ist, so dass die Aufsatzlibelle *L* sowohl zur Horizontalstellung der Armachse, als auch zur Horizontalstellung der optischen Achse des Fernrohres dienen kann.

Das terrestrische Fernrohr ist mit einem Objective von sehr kurzer Brennweite (etwa 32^{mm}) versehen worden, um das Gesichtsfeld möglichst gross zu bekommen, und ist dessen Fadenkreuz nach oben und unten, nach links und rechts rectificirbar.

Zur Horizontalstellung der Armachse dient die Mikrometerschraube *N*, mit deren Hilfe die zwischen den oben erwähnten beiden Ansätzen der Hülse *H* verdrehbare Fernrohrstütze entsprechend verstellt werden kann.

Die Höhenunterschiede der Fernrohrstellungen werden längs der Theilung des Prismas mit Hilfe des Index *I* abgelesen.

Ich muss mir nun erlauben, meine persönlichen Ansichten über die Kraniometrie und die Methode zu deren Durchführung auszusprechen, und bitte die freundlichen Leser, anzunehmen, dass ich diese meine Ansichten nur in der Absicht ausspreche, um damit einer Idee Ausdruck zu geben, über deren Werth oder Unwerth die in der Kraniologie und Anatomie besser Bewanderten entscheiden mögen. Ich will dabei meine Ansichten über Vermessungswesen den anatomischen Verhältnissen bestmöglich accomodiren; vielleicht, dass diese Worte ein Scherflein zur Lösung grosser Aufgaben beitragen.

Wenn wir uns mit der Aufgabe befassen, den Kubikinhalt eines Parallelopipedes zu bestimmen, so suchen wir uns instinctiv eine Basis dieses Parallelopipedes und irgend einen Ausgangspunkt für

unsere Messung darin aus. Wir werden dann die Länge und Breite dieser Basis messen und können uns hiermit den Flächeninhalt derselben bestimmen.

Nun werden wir uns in einer anderen Richtung einen weiteren Factor zur Bestimmung des Kubikinhaltes aufsuchen. Bei einem Parallelopipede ist es leicht, diesen dritten Factor zu finden: man nimmt eben in einer zur Basis senkrechten Ebene die Länge einer Kante desselben ab. Wir haben nun die Mittel, den Kubikinhalt des Parallelopipedes zu bestimmen; wir haben aber auch das Mittel, nach den gefundenen Daten ein Parallelopiped zu construiren, das dem Originalstücke vollkommen adäquat ist. Bei der Vermessung des Parallelopipedes haben wir uns gar nicht darum gekümmert, ob die angenommene Basis desselben horizontal war oder nicht; wir haben uns die Basis als eine Projectionsebene gedacht und jene Ebene, in der wir die Höhen gemessen haben, als eine zweite, zur ersten Ebene senkrechte Projectionsebene. Mit diesen beiden Projectionsebenen wären wir bereits im Stande, das Parallelopiped zu construiren. Wenn wir aber unsere instinctiv gehegten Gedanken genauer verfolgen und präcisiren, so werden wir uns zugeben, dass wir jene zur Basis senkrechte Ebene, in der wir die Höhe gemessen haben, nicht ganz willkürlich uns gedacht haben; wir werden finden, dass wir instinctiv in jener Ebene gemessen haben, die senkrecht auf der Basis steht und in welcher eine Kante der Basis liegt. Diese Kante werden wir als Achse uns denken, und wir stellen uns vor, dass die durch die anstossende Kante gehende, auf der Basis ebenfalls senkrecht stehende Ebene senkrecht auf obiger Achse steht; wir haben also in einem orthogonalen Projectionssysteme gedacht, in welchem eine verticale, eine horizontale Projectionsebene und eine Kreuzrissebene vorhanden sind.

Den gefundenen Kubikinhalt unseres Parallelopipedes werden wir uns als eine Summe von 1, 2, 3, 4 . . . . $(n-2)$, $(n-1)$, (n) Maasseinheiten vorstellen, je nach dem landesüblichen Maasse, nach welchem die Messung vorgenommen worden ist, und wir werden im Stande sein, in dem ganzen Parallelopipede genau die Lage der $(n-m)^{\text{ten}}$ Maasseinheit, deren Begrenzungsflächen parallel zu jenen des ganzen Parallelopipedes stehen, zu bestimmen.

Stellen wir uns nun vor, wir hätten ein Parallelopiped, dessen Wände durchsichtig sind, und befestigen wir innerhalb desselben in

irgend einer Weise einen unregelmässig geformten Gegenstand, so werden wir die Projectionen eines beliebigen Punktes des unregelmässigen Körpers auf den als verticale und horizontale Projectionsebenen und auf der als Kreuzrissebene gedachten Begrenzungsfläche des Parallelopipedes präcisiren können. Wir werden ferner auch im Stande sein, eine durch den unregelmässigen Körper gelegte Ebene parallel zu irgend einer der Projectionsflächen zu stellen und die relative Stellung der einzelnen Punkte dieser Ebene zu einander aus den Differenzen der Ablesungen an den Theilungen der Parallelopipedkanten genau zu bestimmen, vorausgesetzt, dass der unregelmässige Körper in einer entsprechenden Weise befestigt ist. Wenn wir dieses Beispiel auf die Kraniometrie anwenden, so wird man die Basis des Parallelopipedes durch den Rahmen $ABCD$ Fig. 4 festgelegt finden, und man wird sich ganz gut Ebenen vorstellen können, die senkrecht auf der Ebene $ABCD$ und parallel zu den Kanten AB, BC, CD und DA des Rahmens $ABCD$ stehen, in welchen die getheilte Kante des Kathetometerprismas verschoben werden kann. Man wird also auch von einem Schädel jeden Punkt auf drei der gedachten Ebenen projiciren können.

Das Mittel zur analytischen Bestimmung der verschiedenen Punkte eines Kraniums wäre also gegeben. Es muss nun untersucht werden, in welcher Weise man einen solchen Apparat gebrauchen soll. Hierzu ist es nöthig, dass man vorerst definire, was man bestimmen will. Diese Frage zu beantworten ist mir um so schwerer, als ich mich mit Kraniometrie viel zu wenig befasst habe, und ich kann mir nur erlauben, einige allgemeine Bemerkungen zu machen, um damit erklären zu können, warum ich mir den Vorgang bei der analytischen Bestimmung der Kranienformationen so vorstelle, wie ich es angeben werde, und verweise ich nochmals auf die oben gemachte Bemerkung, dass ich mit dieser Schrift nur eine Meinung auszusprechen mir erlaube.

Es sollen also nach meiner Ansicht aus den Formen Bestimmungen gemacht werden, mit deren Hilfe man erfahren kann, welcher Rasse ein vorliegendes Kranium angehört haben mag, ob das Kranium einem mehr oder minder culturell entwickelten Individuum angehört haben mag, ob und welchen Einfluss die Grösse des Schädels auf die geistige Leistungsfähigkeit eines Menschen ausübt, ob aus der Lagerung des Gehirnes auf die grössere oder kleinere geistige Befähigung eines Individuums geschlossen werden kann, ob die Cultur einen Einfluss

auf die Schädelbildung ausübt oder umgekehrt, vielleicht auch um zu erklären, ob die Darwin'schen Theorien über die Abstammung des Menschen auf messbaren Thatsachen beruhen.

Mögen nun die gestellten Aufgaben wie immer geartet sein, so wird man in der Kraniometrie die mathematischen Untersuchungen nur nach zwei Richtungen anstellen können, nämlich nach dem Kubikinhalte und nach der Formbeschaffenheit der Kranien oder deren Bestandtheile. Man wird vielleicht bestimmen wollen, ob der Kubikinhalt eines Malaienschädels wesentlich von jenem eines Chinesenschädels abweicht, und möglicherweise dahin trachten, aus einer zahllosen Menge von Beobachtungen ausfindig zu machen, welchen Kubikinhalt und Form die Normalschädel der verschiedenen Menschenrassen haben werden. Die Untersuchungen über die Formbeschaffenheit werden Aufschluss darüber geben, ob man bestimmte Kriterien für die verschiedenen Typen ausfindig machen kann, ob die relativen Stellungen gewisser Punkte und Linien gegen einander in gewissen Typen eine solche Constanz aufweisen, dass sie eben hierdurch sich zu Kriterien geeignet erweisen. Zur Durchführung derartiger Aufgaben glaube ich den Kraniometer anempfehlen zu dürfen, den ich im Vorhergehenden seiner Gestalt nach beschrieben habe.

Die Messungen könnten nach zwei Systemen durchgeführt werden, und zwar könnte man sämmtliche Messungen auf zwei Pole oder auf eine Ebene beziehen. Im ersteren Falle wäre z. B. zu bestimmen, welchen Winkel die Verbindungslinie zwischen Nasenwurzel und Bregma mit jener zwischen Nasenwurzel und Nasenstachel einschliesst. Man könnte bestimmen, ob eine Stirne vor- oder rückliegend ist, indem man den Winkel berechnet, den die Hauptrichtung der Stirne mit jener der Facies einschliesst. Ebenso könnten die relativen Stellungen anderer Punkte gegen einander ermittelt werden und man würde Vergleiche zwischen den verschiedenen Kranien anstellen können.

Ungleich leichter gestaltet sich die Aufgabe, wenn man die Messungen auf eine Ebene beziehen kann; denn man befindet sich da in einer ähnlichen Situation wie bei einer geographischen Aufnahme. Bei einer solchen bezieht man sich wegen der Höhen auf den Meereshorizont, während in Bezug auf Längen und Breiten irgend ein Punkt als Ausgangspunkt für ein trigonometrisches Netz festgestellt wird.

Man kann in bestimmten Abständen Schichten legen, welche parallel zur Meeresoberfläche sind, wodurch man in die Lage versetzt

wird, die Gestalt der aufgenommenen Gegend mit grosser Schärfe wiederzugeben.

Der Umstand, dass sich die mediane Ebene mit einer beachtenswerthen Uebereinstimmung so vieler Punkte an den Kranien construiren zu lassen scheint (ich sage scheint, weil die allerdings aufmunternden Resultate, die ich gesehen, mir in Folge ihrer zu geringen Anzahl nicht gestatten zu behaupten, dass man in allen oder auch nur der grösseren Anzahl von Schädeln die Medianebene ebenso schön bestimmen können wird), bestimmt mich, den Vorgang bei kranioskopischen Beobachtungen mir folgendermassen vorzustellen.

I. Stelle das Grundbrett mittels der Horizontalschrauben nach einer Setzlibelle horizontal.

II. Kitte den Schädel so auf die Messinghülse Fig. 3, dass dessen durch die oben erwähnten Hauptpunkte gelegte mediane Ebene annähernd senkrecht auf der Verticalachse des Kraniofixators steht, und construire am Kranium diese Ebene analog wie oben erwähnt worden ist.

III. Ist dies geschehen und wäre z. B. zu bestimmen, welche Form die Durchschnittslinie der Medianebene mit der Schädelwand von der Zahnnaht des Oberkiefers über das Bregma bis zum Hinterhauptloche hat, so wird man die Pfeiler des Kraniofixators in das Hinterhauptloch einführen und mit Hilfe der Schraube M festklemmen.

IV. schiebt man die Grundplatte G des Kathetometers an die Rahmenkante AB an und die Fernrohrhülse möglichst hoch am Prisma hinauf. Nun setzt man die Aufsatzlibelle des Fernrohres auf die Armachse behufs Horizontalstellung derselben, bringt sie zum Einspielen und pointirt das Bregma. (Beim Einführen der Supportpfeiler in das Hinterhauptloch sieht man darauf, dass das Bregma möglichst genau in die verlängerte Achse von P fällt.)

V. Nun dreht man die Fernrohrvisur nach abwärts, pointirt den Schädel in der Nähe der Nasenwurzel und dreht mittels des Kraniofixators dieselbe in den Verticalfaden des Fernrohres ein.

VI. schiebt man die Grundplatte G an CD an und pointirt wieder das Bregma durch entsprechende Verschiebung von G längs CD.

VII. visirt man den Schädel in der Nähe der Prominentia occipitalis maxima an, halbirt den sich zeigenden Fehler und schafft die Hälfte desselben durch Verschiebung von G und den Rest durch Verdrehung des Kraniofixators weg.

Auf diese Weise wird die Medianebene allerdings senkrecht auf AB und CD gestellt, jedoch kann selbe noch schief auf der Ebene $ABCD$ stehen. Einen solchen Fehler beseitigt man durch entsprechendes Eindrehen der Medianebene mit Hilfe der in paralleler Richtung zu AB und CD wirkenden Horizontalschrauben des Kraniofixators. Nach Wiederholung des Verfahrens behufs Beseitigung restlicher kleiner Abweichungen wird die Medianebene senkrecht auf $ABCD$ und parallel zu BC und DA stehen.

VIII. schiebt man G an die Kante BC an, nivellirt das Fernrohr und pointirt den hervorragendsten Durchschnittspunkt der Medianebene mit der Oberkieferfläche in der Nähe der Zahnnaht.

IX. liest man am Index von G die Theilung von BC und am Index von H die Theilung am Prisma P ab.

X. Diese Lesungen sind Coordinaten des avisirten Punktes. Trägt man diesen Punkt auf ein Millimeterpapier auf, so wird dieser der Anfangspunkt der anzufertigenden Zeichnung sein.

XI. Hebt man nun das Fernrohr um x^{mm}, so wird man dasselbe horizontal so viel vorschieben müssen, als nöthig ist, bis der nächste hervorragendste Medianpunkt im Fadenkreuzdurchschnittspunkt erscheint. (Das Fernrohr bleibt nivellirt.)

XII. liest man an den Rahmenkanten und am Prisma die Theilungen ab. Auf diese Weise wird man Coordinaten des zweiten Punktes bekommen, die man wie obige verwerthen wird.

Verfolgt man nun dieses Verfahren von Punkt zu Punkt, so wird man die Medianebene mit einer Genauigkeit construiren können, die kaum etwas zu wünschen übrig lässt.

Ich glaube, dass es am zweckmässigsten sein dürfte, gleich wenn man die Medianebene ermittelt und am Kranium fixirt hat, an demselben so viele Schichtenlinien zu construiren, als man zu benöthigen glaubt. Die Construction der Ebenen ist eben am leichtesten durchführbar, wenn selbe senkrecht auf der Verticalachse des Kraniofixators stehen. Wenn nun solche Schichtenlinien mit Tusche oder Farbe in genügender Anzahl am Schädel construirt worden sind, so braucht man nur die unter Punkt VIII bis incl. XII bezeichneten Operationen zu wiederholen, um auf diese Weise eine Schichtenlinie um die andere zu erhalten.

Man wird hierdurch in die Lage versetzt, die relativen Stellungen der einzelnen Punkte oder Linien zu einander zu ermitteln.

Will man den absoluten Abstand eines in einer Ebene befindlichen Punktes von einem in einer anderen befindlichen ermitteln, ohne erst am Kranium eigene Messungen vorzunehmen, so kann man dies aus den am Millimeterpapier construirten Schichten entweder durch Construction oder durch Rechnung thun.

Die Flächeninhalte der diversen Schichtenebenen wird man mit Hilfe von Polarplanimetern bestimmen können, und hat man die Flächeninhalte von zwei über einander liegenden Schichtenebenen bestimmt, so wird man mit ziemlicher Genauigkeit auch den Kubikinhalt der durch die beiden Ebenen begrenzten Kraniumsschicht ermitteln können.

Ich komme nun zu einem Punkte, der einiges Bedenken verursacht. Die Bestimmung der verschiedenen Punkte der einzelnen Schichtenlinien ist bei der angegebenen Methode an die Bedingung geknüpft, dass man dieselben in zwei zu einander senkrechten Richtungen mittels des Kathetometerfernrohres pointiren kann.

Wenn aber ein Schädelpunkt nur von einer Rahmenkante aus pointirt werden kann, weil dessen Pointirung in einer darauf senkrechten Richtung gewisse Schädelbestandtheile hinderlich im Wege stehen, muss auf eine Methode Bedacht genommen werden, welche die analytische Bestimmung eines Punktes ermöglicht, selbst wenn dieser nur von einer Rahmenkante aus pointirt werden kann.

Ich glaube für solche Fälle drei Methoden vorschlagen zu können. Die ersten zwei sind ohne weitere Hilfsmittel durchführbar, die letzte bedarf eines Hilfsapparates, dürfte sich jedoch durch ihre Einfachheit und durch den Umstand empfehlen, dass complicirtere Rechnungen wegfallen.

Die erste Methode basirt darauf, dass das Fernrohr umlegbar in der Achse ist und im Diaphragma ausser dem verticalen genau rectificirbaren Mittelfaden noch ein anderer Verticalfaden in einem bestimmten Abstande von ersterem angebracht wird, so dass die Visur über den Mittelfaden mit jener, die über den seitwärts befindlichen geht, einen bestimmten Winkel α einschliesst.

Es sei z. B. in Fig. 2 auf der folgenden Seite A der Punkt, dessen Abstand von der Rahmenkante CD gemessen werden soll.

Wird nun dieser Punkt in einer Fernrohrlage am seitlichen Verticalfaden pointirt, so wird man an CD eine Lesung o bekommen.

Legt man nun das Fernrohr in seiner Achse um und pointirt man neuerdings A, so wird man an CD eine zweite Lesung u bekommen.

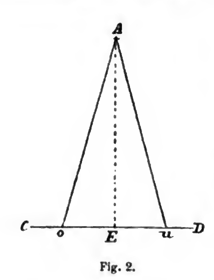


Fig. 2.

Die Linie ou wird die Basis eines Dreiecks oAu und $\frac{ou}{2} \cot \alpha$ der Werth der Distanz AE sein, wobei $uAE = EAo = \alpha$ ist.

Man wird also wieder zwei Coordinaten zur Construction des Punktes A kennen. (Es braucht wohl nicht erwähnt zu werden, dass bei der jedesmaligen Pointirung von A das Fernrohr horizontal sein muss.)

Die zweite Methode basirt darauf, dass der Kraniofixator um seine verticale Achse verdrehbar ist und dass die Winkel, um welche derselbe verdreht wird, an einer Limbusplatte abgelesen werden können.

Es sei in nachfolgender Fig. 3 A ein Punkt eines Kraniums, dessen Abstand von der Rahmenkante BC gemessen werden soll, und F sei die Horizontalprojection der Verticalachse des Kraniofixators, so bekommen wir beim Pointiren von A an BC eine Lesung a und beim Pointiren der Mitte des cylindrischen Kraniofixatorpfeilers eine Lesung b. Der Abstand l dieser beiden Punkte a und b wird also sein:

$$l = r \cos \alpha, \qquad \text{(I}$$

wobei der Radius r und der Winkel α unbekannt sind.

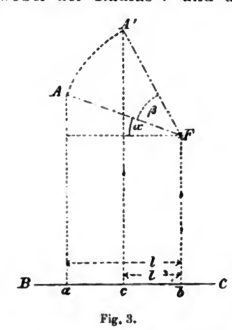


Fig. 3.

Verdreht man nun den Kraniofixator um einen bestimmten Winkel β, so dass A nach A' gelangt, so wird man beim Pointiren von A' eine Lesung c an der Rahmenkante BC bekommen.

Verbinden wir c mit $b = l'$, so haben wir

$$l' = r \cos (\alpha + \beta). \qquad \text{(II}$$

Dividirt man Gl. II durch I und setzt man $\cos (\alpha + \beta) = \cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta$, so hat man

$$\frac{l'}{l} = \frac{r (\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta)}{r \cos \alpha}$$

oder nach durchgeführter Reduction und Substitution

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l \cos \beta - l'}{l \sin \beta} = \cot \beta - \frac{l'}{l \sin \beta}.$$

Setzt man zur logarithmischen Berechnung $\frac{l'}{l \sin \beta} = \cot \varphi$, so wird

$$\operatorname{tg} \alpha = \cot \beta - \cot \varphi = \frac{\sin (\varphi - \beta)}{\sin \beta \sin \varphi},$$

woraus α bestimmt werden kann.

Ist nun α bekannt, so kann $r \sin \alpha$ leicht berechnet werden, und man wird, da man F auch in einer zu BC parallelen Richtung pointiren kann, auf diese Weise Aa bestimmen können.

Ich komme nun zur dritten Methode. Diese basirt auf einem Hilfsapparate. Letzterer hat (siehe Fig. 4) eine Grundplatte G, ähnlich wie der Kathetometer, die ein vertical stehendes Prisma P trägt. Das Prisma ist längs einer Kante mit einer Millimetertheilung versehen und trägt einen nach auf- und abwärts verschiebbaren Horizontalbalken B, der mit einer Sicherheitslibelle L versehen ist und zwischen Wangen einen Horizontalstab (St) trägt. Letzterer ist ebenfalls mit einer Millimetertheilung versehen.

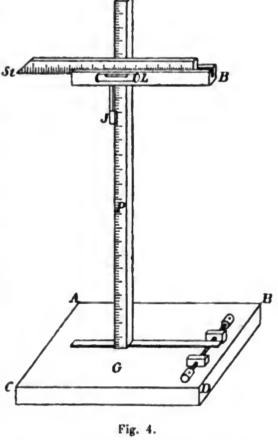


Fig. 4.

Das verticale Prisma ist mittels Schrauben so rectificirbar, dass die Kanten des Stabes St senkrecht auf die Kanten AC und BD der Grundplatte gestellt werden können.

Wenn es sich darum handelt, die Lage eines Punktes zu bestimmen, wird man den Balken B so lange heben, bis der an demselben befestigte rectificirbare Index jene Höhe anzeigt, in welcher der betreffende Punkt sich befindet. Hierauf wird man die Grundplatte an eine Rahmenkante anlegen und den horizontalen Messstab St gegen den zu bestimmenden Punkt verschieben, bis seine mit Null bezifferte Schneide ihn berührt. Ist dies geschehen, so wird man mit Hilfe des Kathetometerfernrohres den Abstand des bezeichneten Punktes von anderen Punkten des Kraniums bestimmen können.

Ueber die Rectification des Instrumentes ist nichts zu sagen, da diese einem geschickten Mechaniker keine Schwierigkeiten bereiten wird.

Aus Taf. III Fig. 7 sind die an einem Schädel construirten Schichtenebenen ersichtlich. Man sieht die mediane Ebene begrenzt durch die äusserste schwarze Linie vom Nasenstachel bis zum Hinterhauptloche, ferner eine zur medianen parallele Ebene in der linken Schädelhälfte, die 15 mm von ersterer absteht, weiters die Begrenzungslinien einer zweiten 30 mm und einer dritten 60 mm abstehenden Schicht.

Die Linien dieser drei Schichten sind dick schwarz gezeichnet, dagegen sind die an der rechten Schädelhälfte in gleichen Abständen von der Medianebene construirten Begrenzungslinien dünn gezeichnet. Man sieht sofort aus dem Umstande, dass die correspondirenden Schichtenlinien nicht zusammenfallen, dass der Schädel assymmetrisch ist, und man kann sich aus dem Verlaufe der Linien erklären, in welcher Richtung sich diese Assymmetrie des Schädels geltend macht. Man ersieht aus dem Zusammenfallen der Linien bei den Gehörlöchern, dass die durch die beiden Gehörlöcher gehende Gerade bei diesem Schädel senkrecht auf der Medianebene steht, und aus den Linien α und β, wie verschieden stark entwickelt die Jochbeine von einander sind.

Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn H. F. Weber „Untersuchungen über die Wärmeleitung in Flüssigkeiten".

Von

A. Winkelmann.

(Aus den Annalen der Physik und Chemie mitgetheilt vom Herrn Verfasser.)

Herr Weber hat bei seiner Untersuchung über die Wärmeleitung in Flüssigkeiten [1]) meine Arbeit über denselben Gegenstand [2]) besprochen und gelangt zu dem Resultate, dass „die (von mir) beobachteten Werthe selbst dafür sprechen, dass die wahre Wärmeleitungsfähigkeit in einer andern Weise berechnet werden muss als nach der angegebenen Correctionsformel". Ich werde mich bemühen, diese Behauptung zu widerlegen.

Meine Arbeit umfasst die Versuche, welche mit drei verschiedenen Apparaten, die in ihren Dimensionen und Maassen verschieden gewählt waren, nach einer früher von Herrn Stefan zur Bestimmung der Wärmeleitung der Luft angewandten Methode ausgeführt wurden. Die Berechnung meiner Versuche geschah mit Rücksicht auf die specifische Wärme und das specifische Gewicht der in den Apparaten eingeschlossenen Flüssigkeiten und beachtete so einen Umstand, der später, wie Herr Weber richtig bemerkt, von Herrn Beetz [3]) übersehen wurde. Diese von mir ausgeführte Berechnung der Versuche zur Bestimmung der Wärmeleitung wird von Herrn Weber nicht angegriffen, wohl aber die Correction, welche ich an den richtig berechneten Werthen glaubte anbringen zu müssen. Die direct berechneten Werthe (ohne Correction) waren für die verschiedenen Apparate sehr verschieden, und sagte ich in meiner damaligen Arbeit von ihnen: „Wie sich aus

1) Weber, Repertorium Bd. 16 S. 389; Wied. Ann. 1880 Bd. 10 S. 103.
2) Winkelmann, Pogg. Ann. 1874 Bd. 153 S. 481.
3) Beetz, Wied. Ann. 1879 Bd. 8 S. 435.

der letzten Reihe der vorstehenden Tabelle ergibt, zeigen die Werthe K für die Wärmeleitungsfähigkeiten so grosse Differenzen bei den verschiedenen Apparaten, dass sich aus diesen Werthen allein nicht einmal die Grenzen ermitteln liessen, innerhalb deren die wahren Werthe für die gesuchte Grösse enthalten sind."

Es fragte sich nun, wie die Differenzen, welche die Apparate unter einander lieferten, zu erklären sind. Herr Weber glaubt, dass dieselben durch Strömungen veranlasst seien, die um so stärker auftreten müssten, je grösser bei dem einzelnen Apparate der Abstand des innern von dem äussern Cylinder, je grösser also die Dicke der Flüssigkeitsschicht sei. Die Versuche selbst sprechen nach Herrn Weber für die Richtigkeit dieser Auffassung, denn er sagt: „Eine aufmerksame Durchmusterung der von Herrn Winkelmann an den drei Apparaten erhaltenen Resultate, die ich noch einmal hier anführen will, lässt die Richtigkeit dieser Annahme sofort in die Augen springen. Für jede der benutzten Flüssigkeiten wächst das beobachtete (scheinbare) Wärmeleitungsvermögen in beschleunigter Weise mit wachsender Dicke der Flüssigkeitslamelle, weil sich die Flüssigkeitsströmungen mit wachsender Dicke der Flüssigkeitsschicht in intensiverer Weise entwickeln können."

Nach dieser Bemerkung scheint die Sache so klar zu sein, dass ich mich selbst wundern sollte, warum ich diese Flüssigkeitsströmungen nicht erkannte. Nun erinnere ich mich aber sehr wohl, dass ich die von den drei Apparaten gelieferten Werthe sehr aufmerksam durchmustert, dass ich das Anwachsen der Werthe mit wachsender Flüssigkeitsschicht wahrgenommen und dass ich dabei die Strömungen sehr sorgfältig in Erwägung gezogen habe. Der Auffassung, dass die Strömungen in dem von Herrn Weber vermutheten Sinne die grossen Differenzen in den Werthen der einzelnen Apparate erzeugt haben, standen nach meiner Ansicht mehrere Gründe entgegen.

Eine Vergleichung der Dimensionen der von mir benutzten Apparate mit jenen, welche Herr Stefan bei seiner Untersuchung anwandte, lässt erkennen, dass dieselben sich nur sehr wenig von einander unterscheiden und dass besonders die Schichtdicke bei meinen Versuchen über Flüssigkeiten nicht grösser als bei Stefan's Versuchen über Luft war. Denn während diese Schichtdicke bei Stefan zwischen 0,2346 und $0{,}512^{\mathrm{cm}}$ variirte, war dieselbe bei meinen Apparaten zwischen 0,205 und $0{,}4952^{\mathrm{cm}}$ gelegen. Die Versuche von Stefan

hatten aber gezeigt, dass die Strömungen der Luft bei seinen Apparaten auch bei Atmosphärendruck keinen Einfluss auf die Bestimmung der Wärmeleitung ausübten, und diese Thatsache hinderte mich zunächst, unter den gleichen Verhältnissen anzunehmen, dass bei Flüssigkeiten ein solcher Einfluss und zwar ein so bedeutender Einfluss, wie nach meinen Versuchen vorauszusetzen wäre, existiren sollte. Denn wenn auch die Wärmemenge, welche von der Volumeneinheit einer Flüssigkeit transportirt wird, viel grösser als jene ist, welche unter gleichen Umständen durch ein Gas geliefert wird, so ist doch auch die innere Reibung bei den Gasen ungefähr in gleichem Maasse kleiner als bei den Flüssigkeiten.

Wollte man annehmen, dass Flüssigkeitsströmungen im Sinne des Herrn Weber das Anwachsen der Werthe mit zunehmender Dicke der Schicht veranlasst hätten, so müssten die Zunahmen, welche die Werthe mit wachsender Dicke bei den verschiedenen Apparaten erfahren, um so grösser sein, je geringer die innere Reibung der Flüssigkeit ist. Diese Bemerkung wird auch von Herrn Weber gemacht und dazu verwerthet, um die Richtigkeit seiner Anschauung aus meinen Versuchen zu beweisen. Das Glycerin hat die stärkste, der Schwefelkohlenstoff die schwächste innere Reibung von den Flüssigkeiten, welche ich untersucht habe, und da in der That das erstere die geringste Zunahme der berechneten Wärmeleitung mit wachsender Schichtdicke zeigt, das letztere aber die grösste, so hält Herr Weber seine Auffassung für erwiesen. Ich selbst komme mit Rücksicht auf den Satz über die innere Reibung nicht zu dem gleichen Resultate, da ich nicht bloss zwei, sondern alle Flüssigkeiten, also 6, bei dieser Frage berücksichtigt habe. Bezeichnet man bei jeder Flüssigkeit das Wärmeleitungsvermögen, welches bei der kleinsten Schichtdicke berechnet wurde, mit 1, so wurden bei der grössten Schichtdicke folgende Werthe für die Flüssigkeiten erhalten:

Glycerin	1,08	Chlornatriumlösung .	1,93
Wasser	1,36	Alkohol	2,21
Chlorkaliumlösung .	1,51	Schwefelkohlenstoff .	2,31.

Vergleicht man Wasser und Chlornatriumlösung mit einander, so hat man beim Wasser eine Zunahme von 36%, bei der Lösung dagegen eine solche von 93%. Danach müsste diese Lösung eine bedeutend kleinere innere Reibung als das Wasser besitzen, sollte die Folgerung des Herrn Weber richtig sein. Der Alkohol hat einen

Zuwachs von 121 %, und doch ist nach übereinstimmenden Versuchen die Reibung beim Alkohol nicht kleiner, sondern etwas grösser als beim Wasser. Obwohl der Schwefelkohlenstoff viel leichtflüssiger als der Alkohol ist, ist die Zunahme beim Schwefelkohlenstoff (131 %) nur um etwas grösser als jene beim Alkohol (121 %). Endlich wäre auch zu erwähnen, dass das Chlorkalium einen stärkern Zuwachs als das Wasser zeigt. Sobald man also nicht bei zweien von den sechs untersuchten Flüssigkeiten stehen bleibt, sondern sie alle aufmerksam durchmustert, findet man, dass „die Richtigkeit der (von Herrn Weber gemachten) Annahme“ durchaus nicht „in die Augen springt“, sondern dass dieselbe vielmehr mit den beobachteten Werthen ebenso häufig in Widerspruch tritt, wie mit denselben übereinstimmt. Ich behaupte hiermit keineswegs erwiesen zu haben, dass bei meinen Apparaten keine Strömungen aufgetreten seien, sondern nur, dass ihre Wirkung aus den Beobachtungen nicht in der Art gefolgert werden kann, wie Herr Weber glaubte mit Sicherheit schliessen zu können.

Herr Weber hat noch auf einen andern Umstand aufmerksam gemacht, welcher ebenfalls nach seiner Ansicht dazu angethan ist, aus den beobachteten Werthen selbst den Schluss zu ziehen, dass die wahre Wärmeleitung anders berechnet werden muss als nach meiner Correctionsformel. Bedeutet nämlich K die wahre Wärmeleitungsfähigkeit der Flüssigkeit, k jene von den einzelnen Apparaten gelieferte, v die Abkühlungsgeschwindigkeit und p das Verhältnis der beiden Basisflächen zur Mantelfläche des äussern Cylinders bei jedem Apparate, so hatte ich:

$$K = k + p \cdot v \cdot n$$

gesetzt. In meiner Arbeit heisst es weiter: „Bildet man die den drei Apparaten entsprechenden Gleichungen, nämlich

$$K = k_1 + p_1 v_1 n; \quad K = k_2 + p_2 v_2 n; \quad K = k_3 + p_3 v_3 n,$$

so lässt sich die Grösse n in doppelter Weise bestimmen; wird dann mit dem Mittelwerthe von n K berechnet, so liefert die Uebereinstimmung dieser Werthe einen Maassstab für die Gültigkeit der Annahmen, welche der gebildeten Gleichung zu Grunde gelegt sind.“ Die Werthe von K wurden damals so angeführt, wie jeder einzelne Apparat sie geliefert hat; ferner ist bei jeder Flüssigkeit der Werth von n angegeben, der zur Berechnung von K nach der obigen Gleichung gedient hat. Um eine Uebersicht über die Resultate zu geben, will

ich die berechneten Werthe hier nicht noch einmal mittheilen, sondern vielmehr zeigen, wie gross der Unterschied des grössten und kleinsten Werthes von K für die verschiedenen Apparate bei jeder Flüssigkeit ist; ferner füge ich die Werthe n für die verschiedenen Flüssigkeiten bei, weil ich auf diese nochmals zurückkommen muss.

Flüssigkeiten	Differenz des grössten und kleinsten Werthes von K, ausgedrückt in Procenten des Mittelwerthes	n
Wasser	1,5	0,0524
Chlorkaliumlösung . . .	2,6	0,0795
Chlornatriumlösung . .	5,3	0,1681
Alkohol	1,7	0,1982
Schwefelkohlenstoff . .	0,0	0,1921
Glycerin	0,6	0,0104

Wie man aus obiger Zusammenstellung sieht, stimmen die Werthe im Ganzen recht gut überein, da nur einmal (bei der Chlornatriumlösung) eine Differenz von 5,3% vorkommt. Berücksichtigt man, dass die Werthe durch eine Correctionsformel aus den unmittelbar nach den Beobachtungen berechneten Werthen ermittelt sind, so wird man eine Differenz von 5% nicht gross finden, weil jede Correction mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist. Ich war mir dieser Unsicherheit schon damals wohl bewusst, wie aus dem folgenden Satze hervorgeht: „Die mitgetheilten Resultate werden überhaupt um so mehr Vertrauen verdienen, je kleiner die angebrachte Correction (je kleiner n) ist, so dass die Werthe für Glycerin, Wasser und Chlorkaliumlösung den andern gegenüber einen bedeutenden Vorzug haben."

Herr Weber findet nun, dass die beobachteten Werthe selbst dafür sprechen, dass die obige Correction falsch ist; „denn", sagt Herr Weber, „die Grösse n ist laut der Beobachtungsdaten nicht constant. So ergeben sich aus der Combination der an den Apparaten I, II, III gemachten Beobachtungen für Kochsalzlösungen für n die drei Werthe:

$$n = 0{,}094; \quad 0{,}179; \quad 0{,}157,$$

und für Wasser:

$$n = 0{,}0650; \quad 0{,}0492; \quad 0{,}0548.$$

Die mit wachsender Dicke der benutzten Flüssigkeitsschicht erfolgende Zunahme des beobachteten Wärmeleitungsvermögens muss demnach in anderer Weise erklärt werden."

Betrachtet man die obigen Werthe von n, so sieht man allerdings, dass dieselben für eine Flüssigkeit nicht einander gleich sind. Eine vollständige Gleichheit wäre aber nur möglich gewesen, wenn die Beobachtungsfehler gleich Null wären; da man dies nicht verlangen kann, so fragt es sich offenbar, welche Beobachtungsfehler anzunehmen sind, um die vorhandenen Unterschiede in n zu erklären. Dass hier die einzelnen Werthe von n nicht gleichmässig zu beurtheilen sind, geht schon daraus hervor, dass, während nach Herrn Weber der Mittelwerth von n für Chlornatriumlösung 0,143 ist, ich nach der obigen Tabelle den Werth 0,1681 zur Berechnung von K angewandt habe. Man sieht dies aber deutlicher, wenn man die Werthe von n selbst bildet; man findet:

$$n = \frac{k_2 - k_1}{p_1 v_1 - p_2 v_2} = n_{1,2}; \qquad n = \frac{k_3 - k_2}{p_2 v_2 - p_3 v_3} = n_{2,3};$$

$$n = \frac{k_3 - k_1}{p_1 v_1 - p_3 v_3} = n_{1,3}.$$

Nach diesen drei Gleichungen sind die Werthe n, welche Herr Weber angibt, berechnet. Die einzelnen Werthe von n haben nun aber eine um so grössere Genauigkeit, je kleiner der Einfluss ist, den ein Beobachtungsfehler auszuüben vermag. In dieser Beziehung steht der Werth $n_{1,2}$ den beiden andern Werthen von n ganz bedeutend nach; es ist nämlich nach den Beobachtungen für Chlornatriumlösung:

$$k_2 - k_1 = 0{,}000164; \quad k_3 - k_2 = 0{,}000854; \quad k_3 - k_1 = 0{,}001018.$$

Hiernach ist der Werth $k_2 - k_1$ mehr als fünfmal so klein als die Differenz $k_3 - k_2$, und mehr als sechsmal so klein als die Differenz $k_3 - k_1$; in Folge dessen ist das Gewicht des Werthes $n_{1,2} = 0{,}094$ sehr gering, weil derselbe mit Hilfe der kleinsten Differenz $k_2 - k_1$ berechnet ist.

Nach dieser Betrachtung zeigen sich die Werthe n für Chlornatriumlösung, nämlich

0,094; 0,179; 0,157,

in einem andern Lichte, als Herr Weber anzunehmen scheint; denn man wird nur den beiden letzten Werthen eine grössere Bedeutung beilegen und die erste Grösse bei der Mittelbestimmung kaum berücksichtigen. So habe ich es in der That gethan und auch in meiner Arbeit durch den Satz: „es lässt sich die Grösse n in doppelter Weise bestimmen“ angedeutet.

Um endlich zu zeigen, welche Beobachtungsfehler die Unterschiede in den Werthen von n bei der Chlornatriumlösung (hierbei sind die Unterschiede grösser als bei irgend einer andern Flüssigkeit) verursachen können, habe ich für die Abkühlungsgeschwindigkeit v_1 einen Werth angenommen, der 2,5% kleiner als der beobachtete, und für v_2 einen Werth, der 2,5% grösser als der beobachtete ist. Mit diesen Werthen und mit dem Beobachtungswerth v_3 erhält man folgende Werthe von n:

$$n_{1,2} = 0{,}0162; \quad n_{2,3} = 0{,}0169; \quad n_{1,3} = 0{,}0166.$$

Wie man sieht, sind hier die Differenzen, welche die Weber'schen Werthe zeigen, fast vollständig verschwunden, so dass durch Beobachtungsfehler von 2,5% in zwei Abkühlungsgeschwindigkeiten die vermeintlichen grossen Unterschiede erklärt werden. Mit den so veränderten Werthen der Abkühlungsgeschwindigkeiten wird auch die Uebereinstimmung der berechneten Werthe von K grösser; während nämlich mit Hilfe der beobachteten Werthe die Differenz zwischen dem grössten und kleinsten Werthe 5,3% beträgt, würde sie jetzt nur 0,5% sein.

Das Wasser und die andern Flüssigkeiten zeigten viel kleinere Unterschiede in den Werthen von n als die Chlornatriumlösung, und daher ist erwiesen, dass es ein Irrthum von Seiten des Herrn Weber ist, wenn derselbe meint, dass, weil „die Grösse n laut der Beobachtungsdaten nicht constant ist, die beobachteten Werthe selbst dafür sprechen, dass die wahre Wärmeleitungsfähigkeit in einer andern Weise berechnet werden muss als nach der angegebenen Correctionsformel".

Den Hauptzweck der vorliegenden Erwiderung glaube ich erreicht zu haben, da es mir darauf ankam, zu zeigen, dass die von Herrn Weber gemachte Annahme, deren Richtigkeit bei einer aufmerksamen Durchmusterung meiner Resultate sofort in die Augen springen soll, nicht durch die beobachteten Werthe selbst erwiesen ist.

Es erübrigt noch kurz auf den Grund einzugehen, weshalb Herr Weber auch die Form der angebrachten Correction für hinfällig hält. Herr Weber sagt: „Eine erhebliche Differenz zwischen der Temperatur der horizontalen Basisflächen und der Temperatur der Mantelfläche kann wegen des verhältnismässig sehr grossen Wärmeleitungsvermögens des Messings selbst dann kaum resultiren, wenn der Rührer nur die Mantelfläche abfegt und die horizontalen Basisflächen ganz unberührt

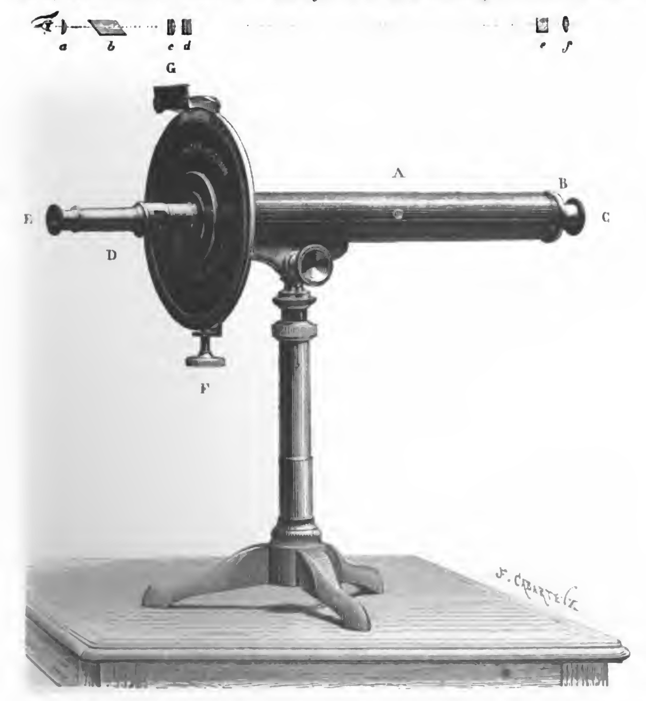
lässt. Damit wird aber auch die Form der angebrachten Correction hinfällig." Wenn man die Richtigkeit der Behauptung Weber's zugeben wollte, dass die Temperaturdifferenz zwischen Mantel und Basis kaum erheblich sei, so ist damit die Form der angebrachten Correction noch nicht hinfällig; sie würde dies erst, wenn die Temperatur der Cylinderoberfläche gleich 0° wäre. Nun haben aber die Voruntersuchungen gezeigt, dass ohne Rühren die Oberfläche des Cylinders eine erheblich höhere Temperatur als 0° hat, und ferner, dass durch das Rühren die Temperatur des Cylinders erniedrigt wird. Wenn nun einerseits durch das Abfegen der Mantelfläche mittels des Rührers die Temperatur dieser Fläche erniedrigt wird, andererseits aber den Basisflächen grosse Wärmemengen vom Innern zugeführt werden, ohne dass eine directe Wirkung der Rührer hier möglich wäre, so wird, wenn in Folge der grossen Wärmeleitung des Messings die ganze Oberfläche des Cylinders die gleiche Temperatur hat, diese Temperatur weder mit jener der Mantelfläche, noch auch mit jener der Basisflächen, wenn beide getrennt von einander gedacht werden, übereinstimmen; es wird vielmehr die Temperatur zwischen den genannten Grenzen liegen und besonders von dem Grössenverhältnis der Basisflächen zur Mantelfläche abhängen. Hieraus geht hervor, dass, wenn die Temperatur der Cylinderoberfläche in ihren einzelnen Theilen kaum erheblich differiren sollte, sie jedenfalls eine höhere Temperatur als 0° hat, und in Folge dieses Umstandes müssen die beobachteten Werthe für die Abkühlung zu klein werden, — dasselbe Resultat, wie es bei der Annahme, dass die Basisflächen eine von 0° verschiedene und höhere Temperatur als die Mantelfläche besitzen, erhalten wurde. Der bezeichnete Einwand des Herrn Weber macht daher auch die Form der angebrachten Correction nicht hinfällig.

Geht man davon aus, dass die von Herrn Weber gefundenen Werthe für die Wärmeleitung die richtigen sind, so wird man bei meinen Werthen zu der Annahme gezwungen, dass Flüssigkeitsströmungen bei grösserer Schichtdicke die Werthe so bedeutend vergrössert haben und dass die kleinsten Werthe der Wahrheit am nächsten kommen; stellt man sich aber auf den Standpunkt der Unkenntnis über die wahren Werthe der Wärmeleitung, so bieten meine Versuche nicht hinreichenden Grund zu der Annahme, dass die von mir bei der grössten Schichtdicke erhaltenen Werthe in Folge von Strömungen zu gross geworden sind.

Kleinere Mittheilungen.

Das Polarimeter von Dr. J. G. Hofmann.

Das neue Polarimeter von Dr. J. G. Hofmann (29, rue Bertrand, Paris) kann nicht bloss zur Analyse von zuckerhaltigen, sondern allen



den Flüssigkeiten verwendet werden, die Substanzen enthalten, welche eine Drehung der Polarisationsebene zur Folge haben.

Das Instrument besteht aus einem Rohre *A*, das sich seiner Länge nach öffnen und hermetisch schliessen lässt, das demnach eine Dunkelkammer bildet, in welche man die verschieden langen Röhren, die mit den zu analysirenden Flüssigkeiten gefüllt sind, einführen kann ohne einen Lichtverlust befürchten zu müssen.

Der bei *B* befindliche Polarisator ist kein gewöhnliches Nicol, sondern von Dr. Hofmann in eigenthümlicher Weise construirt worden. Er besteht nämlich nicht aus verkitteten Stücken, so dass man nicht die bei den gewöhnlichen Nicols vorkommende Trübung durch die Wärmestrahlen zu befürchten hat.

Man hat vielfach den zum Messen der Winkel bestimmten Theilkreis fest, die Alhidade dagegen drehbar eingerichtet; will dann der Beobachter die Ablesungen an den Seiten oder unten am Kreise vornehmen, so ist dies ohne eine Verdrehung des Halses unmöglich. Beim Hofmann'schen Instrument wird dagegen der Kreis mittels des Knopfes *F* vor einem fixen Index gedreht, welcher am oberen Theile sich befindet und auf welchen, um die Ablesung zu erleichtern, durch einen kleinen Spiegel *G* das Licht geworfen wird. Es kann also die Ablesung ohne jede Störung mit einem Blicke ausgeführt werden.

Spectroskopische Untersuchungen.

Von

Dr. G. L. Ciamician.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1880 Nr. 17.)

Der Verfasser gelangte durch das Studium von Verbindungsspectren und der Spectren von 20 Elementen zu folgenden Resultaten:

1. Der Kohlenstoff hat zwei Spectren, eines erster und eines zweiter Ordnung, und schliesst sich daher der allgemeinen Regel, dass jedem Elemente zwei Spectren zukommen, an.

2. Von den Kohlenstoffverbindungen haben bloss Cyan, das Kohlenoxyd und das Acetylin eigene Verbindungsspectren.

3. Die Spectren der Radicalen Cyan und Carbonyl stehen in einfacher Beziehung zu den Spectren erster Ordnung ihrer Componenten, und zwar ist die brechbarere Seite des Kohlenoxyd- und Cyanspectrums mit jener des Kohlenstoffspectrums erster Ordnung homolog, andererseits ist die minder brechbare Hälfte des Cyanspectrums mit jener des Stickstoffspectrums erster Ordnung zu vergleichen.

4. Die Spectren zweiter Ordnung des Kohlenstoffs, Bors, Siliciums und Aluminiums sind unter einander homogen, wobei aber zu bemerken ist, dass die minder brechbare Seite der Spectren von Silicium und Aluminium ihre entsprechende in den Spectren der Kohlen und des Bors nicht findet und mit den minder brechbaren Theilen der Spectren der Elemente der Sauerstoffgruppe vergleichbar ist. Bor, Silicium und Aluminium haben auch Spectren erster Ordnung, die dem Spectrum erster Ordnung der Kohle entsprechen.

5. Die Spectren erster und zweiter Ordnung des Kohlenstoffs und des Magnesiums sind einander vollständig homolog.

6. Die brechbarere Hälfte der unter einander homologen Spectren des Baryums, Strontiums und Calciums ist mit dem Magnesiumspectrum homolog.

7. Die Spectren der Elemente Sauerstoff, Schwefel, Selen und Tellur sind unter einander vollständig homolog, und zwar sowohl nach der brechbareren als auch nach der minder brechbaren Seite.

8. Die Spectren von Phosphor, Arsen und Antimon sind nun in ihren rothen Antheilen mit dem Spectrum des Stickstoffes zu vergleichen, und desgleichen erscheinen nur die minder brechbaren Abschnitte der Spectren der Halogene mit dem Fluorspectrum homolog.

9. Die minder brechbare Seite der Spectren von Silicium, Aluminium, Calcium, Strontium und Baryum ist mit jener der Spectren der Elemente der Sauerstoffgruppe homolog, und zwar lassen sich am besten jene Elemente mit einander vergleichen, die eine horizontale Reihe in den Mendelejeff'schen Tabellen bilden, also: Schwefel, Silicium, Aluminium, Calcium; Selen, Strontium und Tellur, Baryum.

10. Die brechbarere Seite der Spectren von Chlor, Brom, Jod und Phosphor, Arsen, Antimon ist mit dem brechbareren Theile der Spectren der Elemente der Sauerstoffgruppe homolog, wobei wieder die Elemente Schwefel, Chlor, Phosphor; Selen, Brom, Arsen und Tellur, Jod, Antimon am besten mit einander zu vergleichen sind.

Aus dem eben erwähnten Homologieverhältnisse der Elemente und auf Grundlage der sub 3 angeführten Homologie des Cyan- und Kohlenoxydspectrums mit den Spectren der Componenten kann man die Hypothese aufstellen, dass der Grund der Homologie der Spectren der Elemente in der Art ihrer Zusammensetzung zu suchen sei.

Aus dieser Hypothese liessen sich dann im Einklange mit den Mendelejeff'schen Atomgewichtsregelmässigkeiten folgende Folgerungen ziehen:

Die Spectren der Elemente Kohlenstoff, Bor und Magnesium sind einander vollständig homolog. Die drei genannten Elemente bestehen daher aus gleicher Materie, die sich in verschiedenen Condensationsstufen befindet, welche in der Verschiebung der homologen Linien Ausdruck findet. Die Atomgewichte von Bor und Kohlenstoff stehen einander nahe; Magnesium ist $24 = 2 \cdot 12$.

Die Spectren von Silicium und Aluminium sind unter einander homolog, und zwar entspricht die brechbarere Seite dem Spectrum der Kohle, die minder brechbare jenem des Sauerstoffspectrums. — Silicium besteht daher aus Kohlenstoff und Sauerstoff, entsprechend

dem Atomgewichte 12 + 16 = 28. — Das Aluminium enthält den Kohlenstoff in der Form des Bors (vielleicht des Berylliums) und Sauerstoff, wie sein Atomgewicht 27 = 11 + 16 andeutet.

Die Elemente der Gruppe der Erdalkalimetalle haben Spectra, deren brechbarer Theil dem Spectrum des Magnesiums und deren minder brechbarer Theil jenem der Spectren der Elemente der Sauerstoffreihe entspricht. Daher bestehen Calcium, Strontium und Baryum aus Kohlenstoff in Form des Magnesiums und Sauerstoff in den Condensationsformen des Schwefels, Selens und Tellurs, entsprechend den Atomgewichten: Ca = 24 + 16, Sr = 24 + 4 · 16, Ba = 24 + 7 · 16.

Die Elemente der Gruppe des Sauerstoffs bestehen alle aus gleicher Materie, die sich in verschiedenen Stadien der Condensation befindet, welche in der Verschiebung der homologen Liniengruppen im Spectrum Ausdruck findet. Die Atomgewichte der Elemente dieser Reihe sind O = 16, S = 16 + 1 · 16, Se = 16 + 4 · 16, Te = 16 + 7 · 16.

Die Halogene bestehen alle aus Fluor und aus Sauerstoff in verschiedenen Formen der Condensation; die Atomgewichte der Elemente dieser Gruppe: Cl = 19 + 16, Br = 19 + 4 · 16, J = 19 + 7 · 16 drücken dieselben Beziehungen aus.

Die Spectren der Elemente der Stickstoffgruppe sind im minder brechbaren Theile mit jenem des Stickstoffspectrums, im brechbareren Antheil mit jenem der Spectren der Elemente der Sauerstoffgruppe homolog. Dem entsprechend würden die Elemente der Stickstoffgruppe aus Stickstoff und Sauerstoff in verschiedenen Condensationsstufen bestehen, was auch mit den Atomgewichten N = 14, P = 14 + 16, As = 14 + 4 · 16, Sb = 14 + 7 · 16 übereinstimmt.

Schlüssel für elektrische Leitungen.

Von W. v. Beetz.

(Aus den Münchener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Die Apparate, deren man sich zur schnellen Herstellung und Unterbrechung von Leitungen bei Arbeiten mit galvanischen Strömen zu bedienen pflegt, lassen sich ihrer unzureichenden Isolationsfähigkeit wegen nicht anwenden, wenn es sich um Messung elektrischer Potentiale mittels des Elektrometers handelt. Ich bediene mich für diesen Fall eines Schlüssels von folgender Einrichtung.

Auf ein Fussbrett ist eine dicke Hartgummileiste *gg* (Fig. 1) festgeschraubt, welche drei Klemmschrauben *a*, *b* und *c* trägt. Mit *a* und *c* sind zwei starke Messingbögen *m* und *n* verbunden, deren freie Enden einander gerade gegenüber stehen. Mit *b* ist eine starke

Messingfeder verbunden, welche in ein dickeres Messingstück p ausläuft. Die Feder drückt in der Ruhelage p gegen m. Das Fussbrett trägt weiter eine Säule s, in welcher eine Welle w mittels einer Handhabe drehbar ist, so dass sie, von unten her durch eine Mutter festgezogen, sich nur mit starker Reibung drehen kann. Auf die Welle ist eine seidene Schnur aufgewickelt, deren freies Ende an p befestigt ist. Windet man die Schnur mittels der Handhabe auf, so legt sich p gegen n fest an; man kann also, ohne irgend welche störende Reibung im Apparate hervorzubringen, eine nach b hinführende Leitung nach Belieben nach a oder nach c hin weiter führen. Für die meisten Zwecke ist es wünschenswerth, zwei solche Schlüssel auf demselben Fussbrett befestigt zu haben.

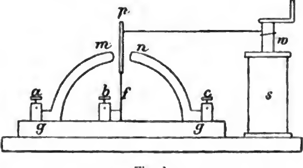


Fig. 1.

Ein paar Beispiele mögen die Anwendung dieses Schlüssels vergegenwärtigen:

1. als Commutator, z. B. zur Prüfung der Aufstellung des Elektrometers (Fig. 2). m und m_1 sind mit einander und mit dem Elektrometer E verbunden, n und n_1 unter einander und mit dem Erdboden B. Vom Pol α geht eine Leitung zur Klemmschraube b_1, vom Pol β eine solche zu b. Zieht man p_1 gegen n_1 und lässt p gegen m drücken, so gibt das Elektrometer den Ausschlag nach der einen Seite. Zieht man p gegen n und lässt p_1 gegen m_1 drücken, so muss es den gleichen Ausschlag nach der anderen Seite geben.

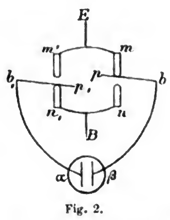


Fig. 2.

2. Es soll die elektromotorische Kraft des Normalelementes D verglichen werden mit der eines anderen Elementes x, und zwar a) so lange dieses geöffnet bleibt und b) nachdem es geschlossen gewesen ist. (Fig. 3) m und m_1 sind unter einander und mit dem Elektrometer E, n_1 mit dem Erdboden B verbunden. Vom Pol α des Normalelementes führt eine Leitung nach b, vom Pol β eine zum Erdboden. Ebenso geht vom Pol α_1 eine Leitung nach b, von β_1 eine zum Erdboden. Die Platten p und p_1 stehen zunächst in den zwischen den Bögen m und n

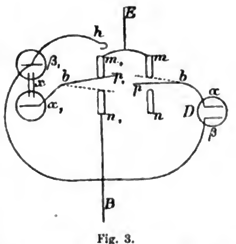


Fig. 3.

einerseits und m_1 und n_1 andererseits freibleibenden Räumen, ohne einen der Bögen zu berühren. Mit dem Erddraht (oder dem Pole β_1) ist endlich noch ein Draht h verbunden, den man an m_1 anhaken kann, um das Elektrometer zu entladen. Soll nun die elektromotorische Kraft von D gemessen werden, so hakt man den Draht h los und lässt durch Nachlassen der Schnur p gegen m drücken und dort festliegen, bis die Ablesung gemacht ist. Dann entladet man das Elektrometer nach Zurückziehen von p durch Festhaken von h. Soll die elektromotorische Kraft des offenen Elementes x gemessen werden, so hakt man h los, lässt p_1 fest gegen m_1 anliegen und liest wieder ab. Soll endlich die elektromotorische Kraft von x nach erfolgtem Stromschluss gemessen werden, so zieht man p_1 fest gegen n_1 und lässt, während h festgehakt bleibt, den Stromschluss die gewünschte Zeit hindurch dauern, hebt dann h ab und lässt p_1 nur kurz gegen m_1 anschlagen, worauf man es sofort wieder gegen n_1 heranzieht, um den Strom weiter geschlossen zu halten. Durch wiederholtes kurzes Loslassen der Schnur und kurzes Anschlagen von p_1 gegen m_1 erhält man schnell die verlangte Einstellung.

3. Es soll die Potentialdifferenz einer einzelnen polarisirten Elektrode gegen eine andere gegebene Platte mit der elektromotorischen Kraft der polarisirenden Batterie verglichen werden (Fig. 4). m und m_1 sind wieder unter einander und mit dem Elektrometer verbunden. Weiter sind verbunden: b mit n_1 unter einander und mit einem Batteriepol α, der Pol β und die Elektrode β_1 mit dem Erdboden, die Elektrode α_1 mit der Klemmschraube b_1. Die neutrale Platte z, welche mit dem Zersetzungsapparat durch ein Wasserrohr verbunden ist, kann durch einen in einen Haken endigenden Draht d mit der Elektrometerleitung in Verbindung gesetzt werden. Um die primäre elektromotorische Kraft zu finden, verfährt man wie vorher, d. h. nach Loshaken von h wird p gegen m angelegt. Darauf wird h wieder befestigt, p zurückgezogen und p_1 fest an n_1 herangezogen. Die Zersetzung geht nun im Voltameter vor sich. Soll dann die einseitige Messung der Polarisation während der Dauer des polarisirenden Stromes vorgenommen werden, so wird h losgehakt und an dessen Stelle der Haken d befestigt. Um die Potentialdifferenz zwischen der polarisirten und der unpolarisirten Elektrode zu finden, muss selbstverständlich dieselbe Operation durchgemacht worden sein, bevor p_1 gegen n_1 angedrückt worden war.

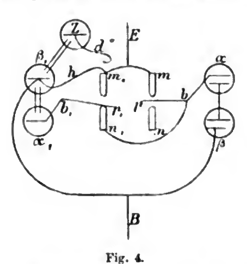


Fig. 4.



Strahlende Elektrodenmaterie.

Von

Dr. J. Puluj,

Privatdocent an der Wiener Universität.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Die schönen Versuche des Herrn W. Hittorf „Ueber die Elektricitätsleitung in Gasen", welche er in zwei Mittheilungen im Jahre 1869 veröffentlichte[1]), sind selbst von Fachgenossen wenig beachtet worden, vielleicht weil der Titel etwas zu bescheiden ausgefallen ist.

Herr William Crookes, dem die Hittorf'schen Arbeiten unbekannt geblieben sind, wiederholte diese Untersuchungen und lieferte in seinem auf der Jahresversammlung der British Association zur Förderung der Wissenschaften in Sheffield, am 22. August 1879 gehaltenen Vortrage[2]) eine Uebersicht der von ihm gewonnenen Resultate, welche von den Hittorf'schen gar nicht wesentlich verschieden sind und nur durch eine elegantere Form des Experimentes sich auszeichnen. Neu sind auch die Schlussfolgerungen, zu denen Herr Crookes auf Grund dieser Versuche gelangte und welche ein allgemeines Aufsehen und kein geringes Interesse besonders in jenen Kreisen erregten, die sich mit den Fragen trancendentaler Weltanschauung gern beschäftigen.

Zur Erklärung der in den evacuirten Räumen beobachteten Erscheinungen nimmt Herr Crookes an, dass das zurückgebliebene sehr verdünnte Gas sich in einem neuen „ultragasigen" Zustande be-

---

1) Pogg. Ann. Bd. 136.

2) Dieser Vortrag erschien bereits in deutscher Uebersetzung, betitelt: Strahlende Materie oder der vierte Aggregatzustand. Von William Crookes. Mit Genehmigung des Verfassers deutsch herausgegeben von Dr. Heinrich Gretschel. Leipzig 1879 Ausserdem erschienen noch folgende Mittheilungen: On the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules. Proceedings of the R. S. Vol. 28 No. 191; Philos. Mag. 1879 5. Ser. Vol. 7 p. 57; Nature 1879 July 3 and 10.

findet, den er er den „vierten Aggregatzustand“ nennt und mit einem von Faraday entlehnten Ausdrucke „strahlende Materie“ bezeichnet.

Wenn wir uns fragen, warum Herr Crookes den vierten Aggregatzustand annimmt, so finden wir dafür folgende Begründung[1]):

„Je weiter dieser Process (der Verdünnung) getrieben wird, desto länger wird im Mittel die Entfernung, welche eine Molekel durchlaufen kann, ehe sie mit einer andern zusammenstösst; oder mit anderen Worten, je länger die mittlere Weglänge, desto mehr werden die physikalischen Eigenschaften des Gases oder der Luft abgeändert. So werden bei einem gewissen Punkte die Radiometererscheinungen möglich, und wenn man die Verdünnung noch weiter treibt, d. h. die Zahl der Molekeln in einem gegebenen Raume vermindert und ihren mittleren freien Weg vergrössert, so werden die experimentellen Resultate erlangt, auf welche ich Ihre Aufmerksamkeit jetzt hinlenken will. Diese Erscheinungen sind so verschieden von alledem, was bei gewöhnlichem Drucke in Luft oder Gas von gewöhnlicher Spannung sich ereignet, dass wir zu der Annahme geführt werden, wir stehen hier der Materie in einem vierten Aggregatzustande gegenüber, einem Zustande, der ebenso fern vom gasförmigen als dieser vom flüssigen ist.“

Es sind somit zwei Gründe, welche für die Nothwendigkeit der Annahme eines vierten Aggregatzustandes sprechen sollen: 1. der hohe Grad der Verdünnung, 2. die Verschiedenheit der Erscheinungen von denjenigen, welche beim gewöhnlichen Drucke stattfinden.

Wir wollen diese Gründe einer Discussion unterziehen, um zu sehen, welche Wahrscheinlichkeit der gemachten Hypothese beizulegen ist.

Die drei bisher bekannten Aggregatzustände der Körper sind durch die Verschiedenheit der Beweglichkeit ihrer kleinsten Theilchen, sowie durch verschiedene Cohäsionsverhältnisse bedingt. Im gasförmigen Zustande erreichen die Theilchen den höchsten Grad der Beweglichkeit und die Cohäsion ist verschwindend klein. Was soll nun diesen hypothetischen vierten Aggregationszustand charakterisiren? Etwa eine noch grössere Beweglichkeit der Theilchen und ein noch geringerer Grad der Cohäsion? Dies ist kaum anzunehmen, so lange Moleküle und Atome als solche bestehen. Auch diese Frage lässt die erwähnte Schrift nicht unbeantwortet. Es heisst[2]): „Beim Studium dieses vierten Zustandes der Materie scheinen wir endlich unter unseren Händen und

1) Strahlende Materie S. 7.

2) ebd. S. 38.

im Bereich unserer Prüfung die kleinen untheilbaren Theilchen zu haben, von denen man mit gutem Grunde voraussetzt, dass sie die physikalische Grundlage des Weltalls bilden. Wir haben gesehen, dass einigen ihrer Eigenschaften die strahlende Materie ebenso materiell ist als dieser Tisch, während sie in anderen Eigenschaften fast den Charakter strahlender Energie annimmt. Wir haben thatsächlich das Grenzgebiet berührt, wo Materie und Kraft in einander überzugehen scheinen, das Schattenreich zwischen dem Bekannten und Unbekannten, welches für mich immer besondere Reize gehabt hat. Ich denke, dass die grössten wissenschaftlichen Probleme der Zukunft in diesem Grenzlande ihre Lösung finden werden und selbst noch darüber hinaus; hier, so scheint mir's, liegen letzte Realitäten."

Die strahlende Materie würde sonach aus sehr kleinen, untheilbaren Theilchen, den Uratomen, bestehen, in welche das zurückgebliebene Gas und eine jede wägbare Materie beim höchsten Grade der Verdünnung (angeblich bei einem Milliontel Atmosphäre) sich auflösen soll.

Wir wollen nun die Frage erörtern, ob eine weitere Theilung der Atome nach dem jetzigen Stande der Wissenschaft möglich ist und welche Mittel uns dafür zu Gebote stehen.

Die wägbaren Körper lassen sich mit den uns bekannten Kräften in einfachere Stoffe zerlegen, welche Elemente genannt werden. Der Chemiker Prout und nach ihm der berühmte Dumas haben die Thatsache festgestellt, dass zwischen den Atomgewichten einfacher Stoffe eine gewisse Gesetzmässigkeit besteht, nach welcher alle einfachen Körper ein Atomgewicht haben, das gleich ist einem Vielfachen vom Atomgewicht eines noch unbekannten Körpers, dessen Aequivalent nur die Hälfte des Aequivalentes des Wasserstoffs beträgt. Ausserdem gelangt Dumas, geleitet durch die Analogie der Verbindungen, welche durch organische Radicale gebildet werden, zum Schluss, dass die Aequivalente der einfachen Stoffe, welche einer und derselben natürlichen Familie angehören, in derselben Weise eine arithmetische Reihe bilden, wie die Radicale der organischen Chemie. Diese Thatsachen sprechen für eine grosse Wahrscheinlichkeit der Annahme, dass die Körper, die wir als einfache Stoffe ansehen, Verbindungen höherer Ordnung sind, dass sie sehr verwickelte Aggregate anderer, selbst wieder zusammengesetzter Elemente sind, dass sie sich aber schliesslich alle in eine einzige Materie auflösen lassen. Die Zerlegbarkeit und

Umwandelbarkeit der chemischen Elemente ist besonders in neuerer Zeit von Forschern wie Lothar Meyer, Mendeljeff, Norman Lockyer, Gorup Besanez, Fr. Wächter u. A. angenommen und vielfach begründet worden[1]). Die Materie ist somit einer weiteren Theilbarkeit fähig, und es ist möglich, dass sie in ihrer letzten Theilung jene sogenannte unwägbare Materie geben würde, die wir Aether nennen, welcher seine Existenz durch die Bewegungsform der Strahlung offenbart und dessen Materialität und Trägheit dadurch bewiesen ist, dass er mit der wägbaren Materie seine Bewegung austauscht.

Betrachten wir die Mittel, welche wir zur Zersetzung der Körper gebrauchen können. Diese reduciren sich auf die Moleculararbeit, welche die Wärmebewegung, die Elektricität und chemische Kraft leisten können. Sehr complicirte Moleküle, wie die der organischen Stoffe, können schon durch mässige Temperaturen zerlegt werden; dagegen bleiben einfache Stoffe, selbst wenn sie höhere Temperaturen als 1500° C. durchlaufen, unzersetzt. Ebenso wie die Wärmeenergie hat sich auch die Energie der stärksten elektrischen Ströme und die der chemischen Verwandtschaft als zu schwach erwiesen, um den Verband der Uratome in den Atomen der Elemente zu lösen. Hätten wir jene kleinsten Theilchen, welche die „physikalische Grundlage der Welt“ bilden, so müssten sie gewiss ganz anderer Natur sein als unsere Elemente, so dass der Name „Aggregatzustand“ nicht einmal zutreffend wäre; möglicherweise könnten sie mit Aethertheilchen identisch sein. Indessen ist das nicht der Fall, indem die Moleküle strahlender Materie ihre charakteristischen chemischen Eigenschaften behalten, was Herr Crookes selbst experimentell nachgewiesen hat.

---

1) Die vom philosophischen Standpunkte aus selbstverständliche Annahme der Einheit der Materie findet auch in der vergleichenden Spectralanalyse eine Stütze. Diesbezügliche Untersuchungen von Ciamician lehren, dass es möglich wäre, auf Grund der Mendelejeff'schen Reihen und der Homologie der Spectren sämmtliche Elemente der heutigen Chemie auf die typischen Elemente: Wasserstoff, Lithium, Beryllium, Bor, Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Fluor zurückzuführen. Alle anderen Elemente sind aus den genannten durch Hinzutreten von Sauerstoff in verschiedenen Formen der Condensation hervorgegangen. Aber auch einige dieser typischen Elemente: Kohlenstoff, Bor und Beryllium sowie das Magnesium besitzen homologe Spectra und bestehen daher aus derselben Materie. Ob die übrigen Elemente: Wasserstoff, Lithium, Stickstoff, Sauerstoff und Fluor als die letzten Bestandtheile zu betrachten sind, wird man, nach Ciamician's Ansicht, auf spectroskopischem Wege kaum entscheiden können.

Auch dass die beobachteten Erscheinungen der Phosphorescenz, der Schatten, der magnetischen Ablenkung, sowie die Bewegungserscheinungen in verschiedenen Gasen beim verschiedenen Drucke anfangen, ist in bester Uebereinstimmung mit den Erwartungen, die sich aus der kinetischen Gastheorie ergeben, und beweisen, dass wir in verdünnten Gasen noch immer mit wirklichen Molekülen zu thun haben; dafür spricht auch der metallische Niederschlag in der Umgebung der negativen Elektrode.

Auch haben Versuche, die später erwähnt werden, bewiesen, dass wir hier nicht mit der Strahlung einer Aethermaterie zu thun haben (S. 17).

Herr Crookes will die letzte Theilung der Materie durch den hohen Grad ihrer Verdünnung, angeblich bis ein Milliontel Atmosphäre $0{,}00076^{mm}$, erreicht haben. Es mag Herrn Crookes, als er sich zu dieser Annahme verleiten liess, vielleicht die Idee vorgeschwebt haben, dass ein flüssiger Körper desto leichter in den gasförmigen übergeht, je geringer die Cohäsion, welche die Theilchen zusammenhält, und je kleiner der äussere Druck ist, der auf die Theilchen wirkt, und dass auch die Dissociation complicirter Moleküle bei kleinerem Drucke viel leichter vor sich geht. Es muss aber dagegen bemerkt werden, dass der Theil der Energie der Molecularbewegung, welcher den Druck überwindet, verhältnismässig klein ist gegen jenen Theil, der beim Verdampfen die Cohäsion und bei der Dissociation die chemische Verwandtschaft überwinden muss, gewiss aber verschwindend klein sein wird gegen jenen Theil, der nöthig ist, um die Bande der Uratome zu zerreissen.

Ausserdem ist für die Erscheinungen strahlender Materie kein so hoher Grad der Verdünnung nöthig, als ihn Herr Crookes erreicht haben will, indem directe Manometermessungen ergaben, dass schon bei $0{,}01^{mm}$ Quecksilberdruck ein Strom von mässiger Intensität (2^{cm} Funkenlänge) durch die Röhre nicht mehr geht, und ich bin fest davon überzeugt, dass selbst bei trillionenfacher Verdünnung wir noch immer 21 Moleküle in einem Kubikcentimeter Luft haben werden und dass nicht eher ein Zerfallen derselben in Uratome zu erwarten ist, bis nicht eine andere mächtigere Energiequelle, als die bisher bekannten, erkannt werden wird.

Noch weniger kann ich die Nothwendigkeit des neuen Aggregatzustandes anerkennen, weil diese Erscheinungen „verschieden“ sind von Allem, was beim gewöhnlichen Drucke beobachtet worden ist.

Die Nothwendigkeit irgend einer neuen Annahme würde erst dann erwiesen sein, wenn die Erscheinungen durch das bisher Bekannte nicht erklärt werden könnten.

Aus diesen Gründen kann ich mich nicht entschliessen, für die Existenz des vierten Aggregatzustandes einzutreten, und ebenso wenig für die Ansicht mich erwärmen, dass wir das Grenzgebiet berühren, „wo Materie und Kraft in einander überzugehen scheinen“, am allerwenigsten, dass wir hier ein offenes Thor in die vierdimensionale Welt haben, wie es manche transcendentale Denker glaubwürdig finden.

Wie Materie und Kraft in einander übergehen können, ist ein Geheimnis, welches zu erklären Herr Crookes unterlassen hat.

Dunkler Raum im Glimmlicht.

In einer gewöhnlichen Geissler'schen, mit Luft von ungefähr $0{,}5^{mm}$ Druck gefüllten Röhre sieht man am positiven Pole ein rothes Lichtbüschel, welches aus einzelnen hellen und dunklen Schichten bestehend den grösseren Theil der Röhre ausfüllt, am negativen Pole ein blaues Licht, das sogenannte Glimmlicht, und zwischen beiden einen dunklen Raum, auf dessen Erklärung ich später zurückkommen werde. Bei fortgesetzter Verdünnung verschwinden nach und nach die Schichten des positiven Lichtes und das von demselben durch den dunklen Raum stets getrennte Glimmlicht breitet sich über die ganze Röhre aus. Bei näherer Untersuchung des Glimmlichtes unterscheidet man an der Elektrode ganz deutlich einen zweiten dunklen Raum, der vom ersteren durch eine breite Schicht Glimmlichtes von abnehmender Intensität scharf begrenzt ist. Die Elektrode selbst ist von einer gelben staubartigen Schichte bedeckt, die das Ansehen von Goldstaub hat und wahrscheinlich durch Glühen der äussersten Oxydschicht oder auch des gebildeten metallischen Niederschlages entsteht.

Diesen längst bekannten und von H. Hittorf sehr genau beschriebenen dunklen Raum hält H. Crookes für die „mittlere Weglänge des Gasresiduums“. Die Begründung dieser Annahme möge hier folgen und für sich selbst sprechen:

„Man findet, dass dieser dunkle Raum grösser oder kleiner wird bei Veränderung des Grades der Verdünnung der Luft in derselben Weise, wie die mittlere freie Weglänge sich verlängert oder verkürzt. Wie man bei der einen mit dem geistigen Auge erkennt, dass sie grösser wird, so sieht man beim andern mit dem leiblichen Auge die

Zunahme; und wenn das Vacuum unzureichend ist, um solches Spiel der Moleküle zu gestatten, bevor sie auf einander stossen, so zeigt der Durchgang der Elektricität, dass der dunkle Raum auf kleine Dimensionen zusammengeschrumpft ist. Daraus schliessen wir naturgemäss, dass dieser dunkle Raum die mittlere freie Weglänge der Molekeln des noch übrig gebliebenen Gases ist, eine Annahme, die durch das Experiment bestätigt wird.“

Die Schlussweise des Herrn Crookes ist folgende: A und B ändern sich in derselben Weise, wenn sich C ändert, somit muss A gleich B sein. Auf diese Weise schliessend könnten wir beispielsweise finden, dass der Druck in einem bestimmten Volumen Gases gleich ist der Anzahl vorhandener Moleküle, weil beide mit der mittleren Weglänge in gleicher Weise abnehmen. Der Trugschluss liegt zu klar auf der Hand, und es nützt uns wenig, dass uns Herr Crookes mittels des Inductionsfunkens „die Linien molecularen Druckes thatsächlich erleuchtet“. Der dunkle Raum ist keine mittlere Weglänge und bloss eine von derselben abhängige Erscheinung, die wir mit Leichtigkeit verstehen werden, nachdem wir das Wesen der strahlenden Materie erkannt haben werden.

Es genügt, einige Versuche mit Elektroden von verschiedenen Metallen: Platin, Kupfer, Silber, Zink, zu machen, um in die Vorgänge im dunklen Raume Einsicht zu erlangen. Bei Anwendung eines Inductionsstromes von ungefähr 6^{cm} Funkenlänge überziehen sich die Glaswände schon nach einer halben Stunde mit Spiegeln vom betreffenden Metall. Der metallische Ueberzug ist am stärksten in der Nähe der Elektrode und reicht so weit als das Glimmlicht.

Wird die Röhre in der Nähe des negativen Pols mit den Schenkeln eines Hufeisenmagnetes umfasst, so zieht sich das Glimmlicht in die Nähe der Elektrode zusammen und es wird ein kleinerer Theil der Glasröhre mit Metall überzogen. Indem ich plattenförmigen Platinelektroden Glasplatten gegenüberstellte, erhielt ich auf diese Weise schöne Platinspiegel.

Das Aluminium ist das einzige mir bekannte Metall, welches keine merklichen Spiegel am Glase liefert und deshalb „schwerflüchtig“ bezeichnet wird. Der schwache Ueberzug, welchen das Glas auch bei Anwendung dieses Metalles zeigt und der nur durch Phosphorescenzerscheinung nachgewiesen werden kann, wie später näher erörtert werden wird, dürfte von anderen Metallen herrühren, von denen das Aluminium nicht vollkommen gereinigt ist.

Den Grund dessen, dass Aluminiumtheilchen am Glase nicht haften bleiben, möchte ich in der chemischen Constitution derselben oder auch in ihren Adhäsionsverhältnissen suchen. Es werden aber auch Aluminiumtheilchen losgerissen und fortgeschleudert und bewegen sich so lange, bis sich die Gelegenheit darbietet, an einer Stelle der positiven oder negativen Elektrode haften zu bleiben. Es kann somit darüber kein Zweifel obwalten, dass einzelne Elektrodentheilchen durch den elektrischen Strom mechanisch (nicht durch Verdampfen) losgerissen und senkrecht zur Oberfläche der Elektrode von derselben weg mit einer relativ sehr grossen Geschwindigkeit fortgeschleudert werden. Die Theilchen sind mit statischer negativer Elektricität geladen, und indem sie sich selbst bewegen, führen sie auch die letztere convectiv fort und vermitteln auf diese Weise die Stromleitung zwischen beiden Elektroden. Dass an dieser elektrischen Convection auch Gastheilchen theilnehmen, ist selbstverständlich. Durch diesen Strom von Elektrodentheilchen wird das Gas von der Elektrode zurückgedrängt, ganz auf dieselbe Weise, wie in der Gasflamme das herausströmende Leuchtgas die Lufttheilchen vor sich drängt und den dunklen Raum unmittelbar an der Ausströmungsöffnung bildet, in welchen nur sehr wenige Sauerstoffmoleküle eindringen können und der desto grösser wird, mit je grösserer Geschwindigkeit das Gas ausströmt. An der Grenze, wo die Elektrodentheilchen mit den Gasmolekülen zusammenprallen, werden die ersteren durch allseitige Stösse der letzteren nach allen möglichen Richtungen aus ihrer ursprünglichen, geradlinig fortschreitenden Bewegung abgelenkt. Es findet eine gegenseitige Diffusion der Elektroden- und Gastheilchen statt unter gleichzeitiger Ablagerung der ersteren an den Glaswänden. Da ferner die Elektrodentheilchen mit unvergleichlich grösserer Geschwindigkeit sich bewegen als die Gastheilchen und der Druck überall in der Röhre gleich gross sein muss, so wird auch ihre Anzahl in der Volumseinheit geringer sein müssen und daher jener Raum, in welchem die Elektrodentheilchen mit Gasmolekülen sich noch nicht vermischt haben, relativ dunkel erscheinen. An der Grenze des Zusammentreffens der Metall- und Gastheilchen wird die Erschütterung der körperlichen Moleküle und ihrer Aetherhüllen stark sein, indem ein Theil der progressiven Bewegung strahlender Elektrodenmaterie in Atombewegung und Bewegung der Aetherhüllen verwandelt wird; es muss daher daselbst sowohl die Wärme als auch die Phosphorescenzerscheinung intensiver sein und mit der Entfernung von der Elektrode nach und nach abnehmen.

Es dürfte kaum Jemand bezweifeln, dass man nicht berechtigt ist das Avogadro'sche Gesetz auf den dunklen Raum und den übrigen Theil der Röhre anzuwenden. Im dunklen Raume ist die Materie in progressiver Bewegung begriffen; würde sich dieselbe in eine nach allen Richtungen gleichmässige Wärmebewegung umwandeln, so hätte man im dunklen Raume denselben Druck wie im Glimmlicht, aber eine viel höhere Temperatur.

Bei grösserer Verdünnung ist die zur Entladung nothwendige Spannung der Elektricität, somit auch die Geschwindigkeit der fortgeschleuderten Theilchen grösser, und da ausserdem auch noch der Widerstand des Gasrückstandes geringer wird, so erweitert sich der dunkle Raum immer mehr und seine Grenze verschwindet, wenn die Verdünnung ungefähr 0,03^{mm} erreicht.

Herr Crookes behauptet, dass das zurückgebliebene Gas innerhalb des dunklen Raumes im vierten Aggregatzustande sich befindet, und nennt es „strahlende Materie".

Nach meiner Ansicht besteht die Materie, welche den dunklen Raum erfüllt, aus mechanisch losgerissenen Elektrodentheilchen, welche mit statischer negativer Elektricität geladen sind und mit ungeheurer Geschwindigkeit in gerader Richtung sich progressiv bewegen.

Damit über das Wesen dieser Materie kein Zweifel obwalte, nenne ich sie „strahlende Elektrodenmaterie", zum Unterschied vom sogenannten „Glimmlicht", welches aus einem Gemenge von Elektroden- und Gastheilchen besteht.

Betrachtet man die Elektrodentheilchen als unendlich kleine Kugeln, welche von der Oberfläche einer grossen Kugel losgerissen werden, so kann nach der Berechnung von Plana[1]) für die mittlere Dichte der Elektricität der Elektrodentheilchen 1,645 gesetzt werden, wenn dieselbe für die Elektrode als Einheit angenommen wird.

Dass der dunkle Raum mit der mittleren Weglänge des verdünnten Gases nicht identisch ist, lässt sich auch durch Rechnung leicht nachweisen.

Zu diesem Behufe habe ich einige Versuche mit Luftröhren bei sehr kleinem Drucke ausgeführt. Der Druck wurde mittels eines Manometers bestimmt, welches ich in einer früheren Abhandlung:

1) Mem. de l'Acad. de Turin 1845 2. Sér. Vol. 7.

„Ueber die innere Reibung der Dämpfe“ [1]) beschrieben habe. Dasselbe gestattet ein bestimmtes Gasvolumen von zu bestimmendem Drucke auf ein kleineres Volumen zu comprimiren und die Druckzunahme in Millimetern zu messen. Aus dieser Druckzunahme und dem Verhältnisse beider Volumina berechnet sich der Druck des verdünnten Gases. Es war möglich, auf diese Weise noch 0,01 ᵐᵐ zu bestimmen. Nach Regnault's Angaben beträgt die Spannkraft des Quecksilberdampfes bei mittlerer Zimmertemperatur mehr als 0,03 ᵐᵐ, und es könnte daher eingewendet werden, dass ein so geringer Druck 0,01 ᵐᵐ unmöglich erreicht werden könnte, weil die Verdünnung mittels einer Quecksilberpumpe bewerkstelligt wurde. Abgesehen davon, dass die Angaben Regnault's bei niederen Temperaturen eine grosse Genauigkeit kaum beanspruchen dürften, wäre nach der Ansicht des Herrn Hofrathes Stefan der obige Einwand nur dann zutreffend, wenn das Quecksilber auch schnell verdampfen und in kurzer Zeit die Verbindungsröhren und den evacuirten Raum erfüllen würde, was hier wahrscheinlich nicht der Fall sein dürfte.

Indessen sei hier bemerkt, dass das Manometer keineswegs zu grosse Druckwerthe angibt. Die benutzte Röhre war in der Mitte mit einer kreisrunden Zinkelektrode *a* versehen, welche mit dem negativen Pol eines Inductionsstromes verbunden wurde; die drahtförmige Elektrode *b* stand mit dem positiven Polende in Verbindung.

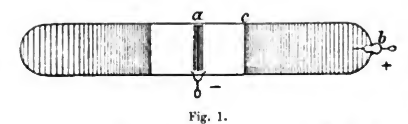


Fig. 1.

Die nachfolgenden Zahlen sind Mittelwerthe aus drei Versuchsreihen; darin bedeutet *p* den Druck in Millimetern und *d* den dunklen Raum *ac*.

p	*d*	*pd*
1,46 mm	2,5 mm	3,650
0,66	4,5	2,970
0,51	5,8	2,958
0,30	7,8	2,348
0,24	9,5	2,280
0,16	14,0	2,240
0,12	15,5	1,860
0,09	19,5	1,755
0,06	22,0	1,320
0,02	?	?

1) Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. 1878 Bd. 78. Repertorium Bd. 15 S. 427.

Bei $p = 0{,}09^{mm}$ beginnt die Glasröhre zu phosphoresciren, bei $p = 0{,}06^{mm}$ ist die Phosphorescenz lebhaft, bei $p = 0{,}02^{mm}$ und einem Inductionsstrome von 2^{cm} Funkenlänge nimmt dieselbe ab, bei $p = 0{,}01^{mm}$ ist sie sehr schwach und nur am Ende der Röhre sichtbar. Bei einem geschätzten Drucke von $0{,}005^{mm}$ sieht man nur in einem vollkommen dunklen Zimmer von Zeit zu Zeit ein schwaches Blitzen durch die Röhre; wenn aber bei diesem Grade der Verdünnung die drahtförmige Elektrode zum negativen Pol gemacht wird, so erscheint die Phosphorescenz wieder längs der ganzen Röhre.

Wie das Product pd zeigt, ist d dem Drucke nicht verkehrt proportional, wie es bei der mittleren Weglänge der Fall sein sollte.

Wird ferner nach Stefan die mittlere Weglänge der Luftmoleküle bei 760^{mm} Druck $= 0{,}000071^{mm}$ angenommen, so ergibt sich für die mittlere Weglänge bei $p = 0{,}06$ zu $0{,}9^{mm}$ gegen $d = 22^{mm}$, und noch ungünstiger bei höherem Drucke, beispielsweise bei $p = 1{,}46^{mm}$ zu $0{,}04^{mm}$ gegen $d = 2{,}5^{mm}$.

Der dunkle Raum ist somit keine mittlere Weglänge der Gasmoleküle und bloss jene mittlere Entfernung von der Elektrode, bis zu welcher die losgerissenen Theilchen auf ihren geradlinigen Bahnen gelangen, bevor sie in den Schwarm der ihnen entgegenfliegenden Gasmoleküle hineinstürzen und durch die Stösse der letzteren nach allen möglichen Richtungen abgelenkt werden. Es ist aber auch nicht die mittlere Weglänge der Elektrodentheilchen; denn wir dürfen ebenso wenig annehmen, dass die Elektrodentheilchen im dunklen Raume sich gegenseitig nicht stossen, wie dass die Moleküle des Leuchtgases im dunklen Raume der Flamme sich gegenseitig nicht stossen.

Es sei hier noch bemerkt, dass ich die schönste Phosphorescenz bei $0{,}04^{mm}$ beobachtete, während Herr Crookes dieselbe bei 50 mal kleinerem Drucke $0{,}00076^{mm}$ gesehen haben will, bei welchem nach meinen Erfahrungen selbst starke Inductionsströme kaum durchgehen dürften. So viel mir aus den bis jetzt erschienenen Berichten über die strahlende Materie bekannt ist, hat Herr Crookes die hohe Verdünnung dadurch erreichen wollen, dass er letzte Spuren irgend eines Gases durch ein entsprechendes Mittel absorbiren liess. Die Erfahrung hat mich aber gelehrt, dass es viel leichter geht, mit einer gut getrockneten Pumpe zu evacuiren, weil die absorbirenden Körper sehr viel occludirte Gase enthalten, welche sie im Vacuum ausscheiden.

Ja selbst Metalle enthalten Gase in beträchtlicher Menge[1]), wovon man sich leicht überzeugen kann, indem man eine Röhre mit Platinelektroden so weit auspumpt, dass beim schwächeren Strome eine schöne Phosphorescenz der Glasröhre zu sehen ist. Wird nachher ein starker Strom angewendet, so entwickelt sich aus der Elektrode in wenig Secunden so viel Gas, dass die Phosphorescenz ganz verschwindet und die Röhre mit weisslichem Lichte sich füllt. Soll die Elektrode von occludirten Gasen genügend befreit werden, so muss ein starker Inductionsstrom stundenlang ohne Unterbrechung durchgehen, während die sich entwickelnden Gase durch fortwährendes Pumpen entfernt werden.

Will man mit der Geissler'schen Pumpe diesen Verdünnungsgrad erreichen, so muss vor allem das bewegliche Quecksilbergefäss mit einem Trockenapparate versehen werden, weil sonst das Quecksilber den Wasserdampf der Luft in sich aufnimmt und denselben im Vacuumgefäss abgibt. Das Quecksilbergefäss darf, damit keine Luft mitgerissen werde, nur langsam gehoben werden. Damit ferner in den Kanälen der Hähne keine Luftbläschen zurückbleiben, muss nach jedem Pumpenzuge die Luft 2—3mal gesammelt und hinausgetrieben werden. Bei hohen Verdünnungsgraden und besonders, wenn die Kanäle der Verbindungsröhren sehr enge sind, muss nach jedem Pumpenzuge ungefähr eine Minute gewartet werden, weil die sehr verdünnte Luft in Folge ihrer noch immer beträchtlichen inneren und äusseren Reibung an den Glaswänden nur langsam in das Vacuumgefäss gelangt.

Phosphorescenz fester Körper in strahlender Elektrodenmaterie.

Die strahlende Elektrodenmaterie erzeugt an vielen Körpern, wenn sie von derselben getroffen werden, ein Selbstleuchten derselben, welche Erscheinung Phosphorescenz und von manchen Physikern auch Fluorescenz genannt wird.

Die Erscheinung der Phosphorescenz ist schon lange bekannt und eingehend von Herrn Hittorf und nachher von Professor Reitlinger in Gemeinschaft mit Herrn v. Urbanitzky studirt worden.

Es möge mir gestattet sein, an dieser Stelle die Beschreibung dieser Erscheinung, wie sie sich in der zweiten Mittheilung des Herrn Hittorf vorfindet, wörtlich anzuführen[2]):

1) Nach Versuchen von Dumas geben 80ccm Aluminium erhitzt im Vacuum bei einer Temperatur, wo Porzellan zu schmelzen beginnt, 15ccm Kohlensäure und 88ccm Wasserstoff gemessen bei 17° C und 755mm Quecksilberdruck.

2) Pogg. Ann. Bd. 136 S. 198.

„Bei der äussersten Verdünnung, welche der Aspirator ohne Erhitzung des gasförmigen Mediums hervorzubringen vermag, bleibt der ganze negative Draht dunkel. Nur vom Ende, welches der Anode gegenüberliegt, geht noch negatives Licht aus, das jedoch, weil die mittlere dunkle Schicht („dunkler Raum") desselben eine beträchtliche Dicke erlangt hat, erst in einiger Entfernung zu beginnen scheint. Seine schwach leuchtenden Strahlen erreichen eine bedeutende Ausdehnung und gehen durch fusslange Röhren. Die Glaswände, welche dieselben begrenzen, werden zur lebhaften grüngelben Phosphorescenz gebracht und büssen an Durchsichtigkeit ein. Positives Licht ist meistens nicht wahrnehmbar." (Hängt von der Länge der Röhre ab. J. P.)

„In einer cylindrischen Röhre (Fig. 2) erscheint daher nur die Wand, welche den positiven Draht und den Zwischenraum der Elektroden umgibt, lebhaft grün leuchtend, und namentlich hell ist die Stelle, an welcher die Anode eingefügt ist, weil sie dem Ende der Kathode gegenüberliegt. Vermehrt man die Zahl der galvanischen Elemente, so tritt noch grünes Fluorescenzlicht als mehr oder weniger breiter Ring um das Ende der Kathode zu dem beschriebenen hinzu."

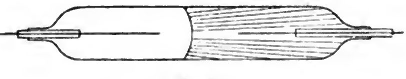


Fig. 2.

Wer sich mit diesen Dingen einmal befasst hat, der wird nach der gegebenen Beschreibung wohl nicht zweifeln, dass Herr Hittorf eine Erscheinung sogenannter „strahlender Materie", die er einfach „Glimmlicht" nennt, beobachtet hat. Diese Erscheinung wurde auch an einem Glaskolben beobachtet[1]), in dessen kugelförmiges Gefäss ein langer Draht hineinragte. „Ist der Draht in weiten Kolben negativ, so ist derselbe, auf der ganzen Länge mit schwach leuchtendem Glimmlichte bedeckt, welches bis zu den Glaswandungen fluthet und lebhafte Fluorescenz erregt." Prof. Reitlinger und v. Urbanitzky[2]) beobachteten, dass das sehr helle Glimmlicht von einer schönen grünen Fluorescenz des umgebenden Glases begleitet war, während das Büschellicht „der geringen Helligkeit wegen" auch nur wenig Fluorescenzwirkung zeigt. Andererseits haben sie Röhren gesehen, in denen „die Umfluthung der negativen Elektrode sehr wenig hell und doch ein

1) Pogg. Ann. Bd. 136 S. 203.
2) Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. 1876 Bd. 73.

sehr hellgrünes Licht im umgebenden Glase bemerkbar ist". An diesen Röhren beobachteten sie auch dem Elektrodendraht gegenüber einen dunklen Beschlag. Das grüne Licht entsprach auffällig der Verbreitung des Beschlages und war wie dieses an der dem dunklen Raume zugewendeten Seite scharf begrenzt.

Herr Crookes nimmt an, dass die „strahlende Materie" nur innerhalb des dunklen Raumes vorhanden ist; nachdem wir aber erkannt haben, dass auch das Glimmlicht Elektrodentheilchen enthält, so wäre man berechtigt zu erwarten, dass auch im Glimmlicht jenseits des dunklen Raumes Phosphorescenzerscheinungen auftreten könnten. Während meiner zahlreichen Versuche ist mir auch oft vorgekommen, dass gewisse Glassorten schon bei einem dunklen Raume von 10^{mm} der ganzen Länge nach phosphorescirten, während im Innern noch deutlich das Büschellicht zu sehen war, namentlich wenn als negative Elektrode eine kreisrunde Scheibe vom Röhrendurchmesser verwendet wurde.

Eine schöne Phosphorescenz ausserhalb des dunklen Raumes zeigt ein bläulichgrün phosphorescirender Diamant, den mir Herr Dr. E. v. Fleischl bereitwilligst zur Verfügung stellte. Wird das Gas so weit verdünnt, dass der Diamant innerhalb des dunklen Raumes liegt, so wird die Phosphorescenz lebhaft. Wenn die Verdünnung so weit gediehen ist, dass selbst im dunklen Zimmer keine Lichterscheinungen in der Röhre zu sehen sind, so verräth von Zeit zu Zeit ein ganz schwaches Aufblitzen des Diamanten schwache Entladungen des Stromes. Wird bei diesem Verdünnungsgrade das Drahtende vom positiven Pol, die Aussenseite der Röhre berührend, dem negativen Pol genähert, so entladet sich der Strom durch das Glas und die ganze Röhre erfüllt sich mit schwachem Phosphorescenzlichte. Ausserhalb des dunklen Raumes phosphoresciren auch Schwefelverbindungen der alkalischen Erdmetalle.

An dieser Stelle will ich noch bemerken, dass bei hohem Grade der Verdünnung die Entladungen des elektrischen Stromes auch durch das Glas vor sich gehen und dass nicht selten in capillaren, mit sehr verdünnter Luft erfüllten Gängen, den sogenannten Schlieren, sehr helle, weissglänzende Lichtlinien von ungefähr 1^{cm} Länge zu sehen sind.

Sehr schöne, hellglänzende Funken beobachtet man auch an Elektrodenstellen, welche mit Gas überzogen sind. Die Entladung geht durch das Glas in den Elektrodendraht, selbst wenn derselbe

noch entblösste Stellen hat und etwa eine runde Scheibe trägt, wie in der Lampe (Fig. 8 S. 93). Der Funke verflüchtigt das Metall, und daher ist der Funke bei einer Kupferelektrode glänzend roth.

Ein blauer Smaragd, den ich vom Herrn Hofrath Hochstetter zum Zweck einer Untersuchung erhielt, phosphorescirte nur innerhalb des dunklen Raumes in einem prachtvollen carmoisinrothen Lichte.

Papierkohle, durch längere Zeit mittels strahlender Elektrodenmaterie bis zur Weissgluth erhitzt, zeigt bei Anwendung eines schwachen Inductionsstromes wie der Diamant eine bläulichgrüne Phosphorescenz. Ich habe die Kohle mikroskopisch noch nicht untersucht, und es wäre nicht unmöglich, dass die Phosphorescenzerscheinung von den mikroskopisch kleinen Diamanten herrührt, welche sich in der Weissgluth gebildet haben.

Ist die negative Elektrode eine kreisrunde Scheibe, so bedeckt sich dieselbe mit dem Glimmlichte an ihrer ganzen Oberfläche. Bei der starken Verdünnung ziehen sich die Entladungen mehr gegen die Ränder; man sieht aber im Innern der Röhre noch immer blaue Strahlen der Elektrodenmaterie, selbst bei glänzender Phosphorescenz der Glaswände. Beim Druck 0,03^{mm} und einem Inductionsstrome von 2^{cm} Funkenlänge gehen die Entladungen nur noch an der inneren Glaswand und die Phosphorescenzwirkung der Strahlen hat ihr Maximum erreicht, wobei im Innern der Röhre keine Lichterscheinung zu sehen ist.

Darüber schreibt Herr Crookes: „Bei sehr starker Evacuirung aber verschwinden die Phänomene, welche man beim Durchgange des Inductionsfunkens in gewöhnlichen Vacuumröhren beobachtet — ein wolkiger Lichtschein und Schichtung — vollständig. Weder Wolke noch Nebel irgend welcher Art erscheint in dem Raume der Röhre bei einem Vacuum, wie ich es bei diesen Experimenten anwendete; das einzige Licht, welches man beobachtet, ist das von der phosphorescirenden Oberfläche des Glases.

Dieser Umstand mag vielleicht Herrn Crookes zur Annahme verleitet haben, dass durch den inneren Raum der Röhre, in welchem keine Materie wahrzunehmen ist, eine blosse „Energie strahlt", dass hier „Materie und Kraft in einander unterzugehen scheinen".

Ueber die Richtigkeit obiger Behauptung, dass die Entladungen nur am Rande der Scheibe erfolgen und längs der Glaswand sich

fortpflanzen, überzeugt man sich mit Leichtigkeit, indem man der Röhre von der Seite einen Hufeisenmagnet nähert.

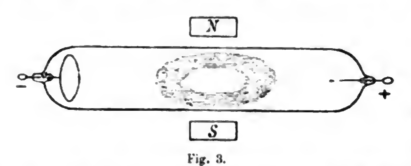


Fig. 3.

Das Licht wird auf einer Seite angezogen, und man sieht einen Querschnitt des hohlen Strahlencylinders mit der Glaswand als einen ovalen Phosphorescenzring. Die Entladung längs der Glaswand zeigt in viel auffälligerer Weise die elektrische Lampe, deren Beschreibung später folgen wird.

Bei der Entladung an der inneren Glaswand ist die äussere Oberfläche der Glasröhre sehr stark positiv elektrisch, und Pendel von dünnwandigen Glaskugeln von der Grösse einer Haselnuss werden aus Entfernungen von 1—2^{cm} angezogen und bleiben an der Glaswand haften.

Ist die Elektrode an einem elastischen Draht befestigt, so zittert sie heftig unter den Entladungen, und das flackernde Phosphorescenzlicht, begleitet von einem zirpenden Geräusch, bietet ein herrliches Schauspiel. Dabei staut sich die Elektricität in den Zuleitungsdrähten und entladet sich mit dem bekannten Geräusch unter Ozonbildung in die äussere Luft.

Von Interesse dürfte auch die Beobachtung sein, welche ich an vielen Röhren bei einem Drucke gemacht habe, bei welchem die Phosphorescenz des Glases bereits erscheint, aber das Innere der Röhre noch schwache blaue Wolken strahlender Elektrodenmaterie durchfluthen. Wird die Glasröhre an der negativen Elektrode auf der vom positiven Pol abgewendeten Seite mit dem Finger oder einem Stanniolstreifen ableitend berührt, so verschwinden die blauen Wolken und die Röhre zeigt eine glänzende Phosphorescenz. Die Berührung des zwischen der positiven und negativen Elektrode liegenden Röhrenstückes hat auf diese Lichterscheinung keinen Einfluss.

Bei anders geformten Gefässen findet man diese Ableitungsstelle auch zwischen der positiven und negativen Elektrode. Ist an dieser Ableitungsstelle die Glasröhre auch noch stark zusammengezogen, so gelingt es durch blosse Berührung mit dem Finger, den Strom von 4^{cm} Funkenlänge zu unterbrechen. Diese Beobachtung habe ich mehrmals gemacht, ohne dabei die gewöhnliche physiologische Wirkung der Inductionsströme wahrgenommen zu haben.

Erwähnenswerth finde ich auch die beobachtete Thatsache, dass alle Körper, z. B. Glimmerblättchen, in den Weg strahlender Materie gebracht, bei grossen Verdünnungsgraden sehr stark elektrisch werden, so dass sie an Drähten oder Glaswänden haften bleiben; es muss daher bei Construction aller Apparate, in welchen bewegliche Theile angebracht werden sollen, auf diesen Umstand Rücksicht genommen werden.

Herr Crookes erklärt die Phosphorescenz mit den Worten, dass die strahlende Materie das Glas bombardirt, so dass dasselbe zu schwingen und zu leuchten beginnt, so lange die Entladung vor sich geht (S. 20).

Dagegen schreibt darüber Herr Hittorf Folgendes: „Wie ich in meiner ersten Mittheilung gezeigt, entstehen an dem kleinen Querschnitte (eines mit Glasröhre bis auf den letzten Querschnitt umgebenen Drahtes), wenn er negativ ist, sehr heisse, wenig leuchtende, aber Licht von hoher Brechbarkeit ausstrahlende Gastheilchen, welche sich gerade durch die ganze Röhre bis zur gegenüberliegenden Wand erstrecken und dieselbe phosphoresciren machen. Lässt man nun mit dem negativen Glimmlichte, das vom Querschnitt ausgeht, das Schwefelcalcium in Berührung kommen, so zeigen die getroffenen Stellen unter Erwärmung ein so intensives weisses Leuchten, dass es in dem nahe befindlichen Auge starke Nachbilder erzeugt.“[1])

Die strahlende Materie (Glimmlicht) würde somit auch nach der Ansicht des Herrn Hittorf aus Gastheilchen bestehen, und letztere hätten auch noch die Eigenschaft, Licht von hoher Brechbarkeit auszusenden und Phosphorescenz zu erzeugen.

Derselben Ansicht über die Ursache des Phosphorescenzlichtes ist auch Herr E. Goldstein[2]).

Um die Richtigkeit dieser Hypothese zu prüfen, habe ich in den Weg der Strahlen eine kreisrunde Aluminiumplatte gestellt, in welcher ein Ausschnitt von der Form eines Kreuzes mittels einer 4^{mm} dicken Quarzplatte bedeckt war. Wäre die erwähnte Annahme richtig, so müsste an der Glaswand im dunklen Grunde ein phosphorescirendes Kreuz entstehen; denn die Strahlen hoher Brechbarkeit müssten durch die Quarzplatte durchgehen und an der Wand Phosphorescenz erzeugen. Das Resultat ist negativ ausgefallen.

1) Wied. Ann. Bd. 7 S. 586.
2) Wien. Ber. 1879.

Zu dieser Frage bemerken Prof. Reitlinger und v. Urbanitzky Folgendes[1]): „Die Fluorescenzwirkung als solche dürfte daher nur mit der Helligkeit und Beschaffenheit der Strahlen, aber nicht mit deren Ursprung an der negativen Elektrode irgendwie zusammenhängen. Die aber von der Fluorescenz als solche völlig verschiedene, in gewissen Röhren an der negativen Elektrode, auch wenn diese wenig hell ist, auftretende grüne Lichterregung des Glases verdankt nicht den das Glas treffenden Lichtstrahlen ihre Entstehung, sondern ist von den im Innern der Röhre durch Stromwirkung in Bewegung gesetzten Gastheilchen eine noch unbekannte materielle oder dynamische Wirkung.“

Herr E. Wiedemann bemerkt darüber in einer diesbezüglichen Mittheilung Folgendes[2]):

„Das unter dem Einflusse der Entladungen so sehr viel schnellere Auftreten des Dichroismus findet seine Erklärung in der Erwärmung der Krystalle unter dem Einflusse derselben. Doch glaube ich nicht, dass wir dieselbe als bedingt durch fortgeschleuderte Moleküle ansehen dürfen, wie Crookes meint, sondern dass wir es hier mit diëlektrischen Verschiebungen oder Wellen zu thun haben, deren Bewegungen, wie die Lichtwellen, den Aether des festen Körpers, wo sie auftreffen, verschieben und zu Schwingungen veranlassen, die theils als Wärme, theils als Licht wahrgenommen werden.“

Zum Schluss will ich versuchen, für die Erscheinung der Phosphorescenz eine Erklärung zu geben.

Im Sinne der im Folgenden noch näher zu besprechenden Aethertheorie der Elektricität, nach welcher Franklin, Secchi, Edlund u. A. viele elektrische Erscheinungen zu erklären versuchten, haben die negativ elektrischen Elektrodentheilchen einen Mangel an Aether. Gewisse Theile der Glasröhre werden im Allgemeinen positiv, andere negativ elektrisch sein, oder vielleicht auch indifferent sich verhalten, d. h. sie haben entweder einen Ueberschuss oder Mangel an Aether, oder auch eine normale Aethermenge. Aus dem Zusammenprallen der negativ elektrischen Elektrodentheilchen mit den Glaswänden wird eine doppelte Wirkung resultiren. Erstens: In Folge der Stösse der mit ungeheuerer Geschwindigkeit heranfliegenden Theilchen gerathen die Glastheilchen in schwingende Bewegung, die sich als Wärme manifestiren wird. Zweitens: Zwischen den getroffenen Stellen und

1) Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. 73.

2) Wied. Ann. 1880 Bd. 9 S. 159.

den anprallenden Elektrodentheilchen wird auch der relative Aetherüberschuss (Spannungsdifferenz) sich ausgleichen, wodurch die Aetherhüllen der Moleküle eine Erschütterung erfahren. Haben die getroffene Stelle und das anprallende Elektrodentheilchen gleiche Aethermengen, so findet kein Ausgleich und nur eine Erschütterung der Aetherhüllen statt, die desto energischer ist, je stärker die Entladungen des elektrischen Stromes vor sich gehen. Aehnlich wie eine ruhige Wasserfläche, von Regentropfen getroffen, in unzählige kleine Wellenbewegungen geräth, wird auch jede getroffene Stelle der Glaswand zum Mittelpunkt von Aetherwellen, welche wir als Phosphorescenzlicht sehen. Wie ferner verschieden gespannte Saiten einer Aeolsharfe durch einen Luftstrom zum Schwingen veranlasst werden und jede von ihnen einen ihrer Spannung entsprechenden Ton gibt, so erglänzt auch jeder phosphorescirende Körper in dem ihm eigenthümlichen, durch seine innere Structur und Dichtigkeitsverhältnisse des Aethers bedingten Lichte. Wenn aber bei geringen Graden der Verdünnung die Elektrodentheilchen während ihrer Bewegung mit vielen Gasmolekülen zusammentreffen und, nachdem sie mit diesen ihre Aethermengen theilweise ausgeglichen, nachher die Glaswände treffen, so werden letztere entweder gar nicht oder wenig phosphoresciren, dagegen werden die Aetherhüllen der getroffenen Gasmoleküle zum Schwingen angeregt und das Gas die ihm eigenthümliche Phosphorescenz zeigen. Die Lichterscheinungen der Gase in den Geissler'schen Röhren wurden irrthümlicherweise nach Plücker und Hittorf lange als ein Leuchten glühender Gase betrachtet. Genauere Untersuchungen des Herrn Hittorf[1]) haben indessen ergeben, dass wir hier bloss mit Phosphorescenzerscheinungen zu thun haben. Diesbezügliche Versuche des Herrn E. Wiedemann ergaben, dass die Temperatur des leuchtenden Gases in der von ihm benutzten Röhre unter 60° sein musste.

Wird die Röhre einer starken Phosphorescenz wenigstens eine Minute lang ausgesetzt, so zeigt sie im vollkommen dunklen Zimmer nach der Unterbrechung des Stromes ein lang (5—6 Minuten) andauerndes weissliches Nachleuchten.

Es sei hier noch bemerkt, dass auch beim Losreissen der Elektrodentheilchen die Aetherhüllen erschüttert werden und daher auch die herausfahrenden Elektrodentheilchen schon, bevor sie mit Gastheilchen oder Wänden zusammenprallen, leuchten müssen. Auf diese

1) Wied. Ann. Bd. 7 S. 580.

Weise erklärt sich, dass der „dunkle Raum" nicht absolut, sondern relativ dunkel ist.

Geradlinige Fortpflanzung strahlender Elektrodenmaterie und Schatten bestrahlter Körper.

Die von Herrn Crookes beobachtete Eigenschaft strahlender Elektrodenmaterie, dass sich dieselbe in gerader Richtung bewegt und die von ihr bestrahlten Körper auf die gegenüberliegende Glaswand einen Schatten werfen, ist auch von Herrn Hittorf bereits erkannt worden. Die geradlinige Bewegung hat er mittels einer rechtwinklig gebogenen Röhre nachgewiesen[1]), und über den Schatten schreibt er Folgendes: „Jeder feste oder flüssige Körper, er sei Isolator oder Leiter, welcher vor der Kathode sich befindet, begrenzt das Glimmlicht, welches zwischen ihm und letzterer liegt; es findet keine Abbiegung aus der geraden Richtung statt. Befindet sich unter solchen Verhältnissen irgend ein Gegenstand in dem mit Glimmlicht erfüllten Raume, so wirft er einen scharfen Schatten auf die fluorescirende Wand, indem er eben den Lichtkegel, der von der Kathode als Spitze um seine Oberfläche geht, davon ausschliesst."

An derselben Seite wird noch bemerkt: „Geschieht die Ausbreitung des Glimmens von den Punkten der Kathode geradlinig, so muss sie unabhängig von der Richtung des positiven Lichtes sein."

Bei hohen Graden der Verdünnung ist die Ausstrahlung der Elektrodenmaterie auf der der Anode zugewendeten Seite der negativen Plattenelektrode stärker als auf der abgewendeten. Ausserdem sucht die Ausstrahlung eine Kathodenstelle, welche der Anode am nächsten liegt.

In einer Kugelröhre von der in Fig. 4 dargestellten Form, in welcher eine Elektrode *c* ungefähr 15^{cm} lang war, wurde bei einer

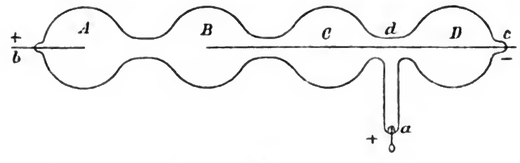


Fig. 4.

bestimmten Verdünnung die Phosphorescenz der Glasröhre längs der ganzen Strecke der Elektrode *c* gesehen, und zwar unabhängig von

1) Pogg. Ann. Bd. 136 S. 8.

der Lage der positiven Elektroden *a* und *b*. Bei grösserer Verdünnung zog sich die Phosphorescenz in die Kugeln *B* und *C* und zuletzt in *B* allein zurück, wenn der positive Pol bei *b* war. Wurde *a* zum positiven Pol gemacht, so verschwand die Phosphorescenz in *B* und die der Anode *a* zunächst gelegene Stelle *d* der Verbindungsröhre zeigte einen sehr hellen Phosphorescenzfleck.

An dieser Röhre beobachtete ich auch sehr scharfe, abwechselnd dunkle und hell phosphorescirende Linien, die um die Elektrode als Achse schraubenförmig schief gewunden die Glaswand so weit bedeckten, als die Elektrode reichte.

Als ich einen Draht von ungefähr 4^{cm} Länge, der 20mal um seine Achse gedreht wurde, als negative Elektrode verwendete, erhielt ich an der Kugeloberfläche *A*, so weit als die Elektrode reichte, eine Anzahl heller und dunkler kreisförmiger, zu einander paralleler Linien, deren Ebenen auf der Elektrode senkrecht standen. Ich vermuthete daher, dass diese Linien in Folge mikroskopisch kleiner Unebenheiten an der Oberfläche des Drahtes entstehen.

Der Abdruck einer Münze auf der Platinfolie zeigte jedoch, als Elektrode verwendet, nur ein sehr undeutliches und verschwommenes Bild.

Besteht die strahlende Elektrodenmaterie, welche die Phosphorescenz verursacht, aus materiellen Theilchen, so ist nicht einzusehen, warum dieselben an der Wand im Allgemeinen keine Reflexion erfahren, somit auch um die Ecke nicht biegen sollten. Dass in Fällen, in welchen die Elektrodentheilchen an der Glaswand sich niederschlagen, keine Reflexion stattfindet, ist selbstverständlich; da aber das Aluminium keinen oder wenigstens nur einen sehr schwachen Niederschlag bildet, der höchst wahrscheinlich von anderen im Aluminium enthaltenen Metalltheilchen herrührt, so wird hier die Elektrodenmaterie auch um die Ecke biegen. Eine Reflexion und Ablenkung von der geraden Richtung muss auch bei Platin- und anderen Metalltheilchen stattfinden, wenn dieselben mit einer sehr grossen Energie anprallen, welche nach dem Stosse die Anziehungskräfte der Glaswände auf das Metalltheilchen überwinden kann. Die so reflectirte Materie wird aber durch neuen Zusammenstoss mit der Glaswand nur eine schwache Phosphorescenz veranlassen, weil ihre Theilchen die elektrischen Ladungen schon grösstentheils ausgeglichen und auch an Energie ihrer Molecularbewegung etwas eingebüsst haben.

Ist die Röhre rechtwinklig gebogen, so ist bei der gezeichneten Lage der Elektroden im engen Theile der Verbindungsröhre eine schwache Phosphorescenz zu sehen, welche bei Berührung der Röhre mit dem Finger an der gegenüberliegenden Wand als eine intensive Lichtlinie erscheint. Dieselbe Erscheinung dürften nach der gegebenen Beschreibung auch Prof. Reitlinger und v. Urbanitzky gesehen haben, nach ihrer Ansicht soll sie jedoch eine von der Fluorescenz verschiedene Lichterregung am Glase sein[1]).

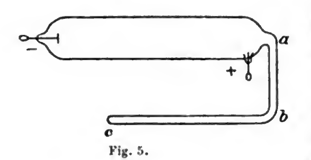


Fig. 5.

Hat sich die Röhre in der Nähe der negativen Elektrode mit einem starken Metallspiegel beschlagen, so übernimmt sie bei grosser Verdünnung die Rolle einer Elektrode. Die Entladungen des Stromes gehen von der Elektrode zur Spiegelfläche und von dieser in das Innere der Röhre. Da aber Elektrodentheilchen an der Glaswand nur lose hängen, so werden sie durch die anprallenden Metalltheilchen bis zur Rothgluth erhitzt und verflüchtigt, theils durch diese Wärmebewegung, theils mechanisch durch Entladungen, die aus der Glaswand in das Innere der Röhre erfolgen. Ist der Strom stark (8^{cm} F. L.), so sieht man von den Spiegelwänden unter prasselndem Geräusch rothe feurige Strahlen senkrecht zur Oberfläche gegen die Mitte der Röhre hervorschiessen und die Röhre wird von Zeit und Zeit vom blauen Glimmlichte durchfluthet unter gleichzeitigem Verschwinden der Phosphorescenz des Glases. Am besten eignen sich dazu Platinelektroden, weil sie sehr starke Spiegel geben.

Wie bereits erwähnt, geben die Körper, welche von Elektrodenmaterie bestrahlt werden, auf der phosphorescirenden Glaswand einen Schatten. Wird der Körper umgeworfen, so erscheint an der Stelle des Schattens eine viel hellere Phosphorescenz, und so sieht man beispielsweise ein helles Licht auf weniger hellem Grunde. Herr Crookes gibt dafür eine mehr physiologische als physikalische Erklärung, indem er sagt, dass durch das Bombardement der Moleküle strahlender Materie das Glas unempfindlich und „der aufgezwungenen Phosphorescenz müde“ wird. Indessen glaube ich die Ursache darin suchen zu sollen, dass nach mehrmaligem Experiment die Glaswand sich wirklich mit Metalltheilchen beschlägt und daher die Phosphores-

1) Sitzungsber. d. Wien. Akad. Bd. 73.

cenz schwächer wird. Auch in Folge der Erwärmung der Glaswand muss die Phosphorescenz abnehmen.

In dem in Fig. 6 dargestellten Apparate ist auf einer Seite der plattenförmigen Elektrode von Aluminium eine runde Glimmerscheibe aufgehängt, aus welcher ein Stern ausgeschnitten ist. Der letztere ist in einiger Entfernung auf der gegenüberliegenden Seite der Elektrode angebracht, und man sieht bei Bestrahlung mittels Elektrodenmaterie einen hellen Stern auf dunklem Grunde und auf der gegenüberliegenden Wand einen dunklen Stern auf hellem Grunde.

Wird der Versuch in der Weise angestellt, dass, während der Strom geschlossen wird, gleichzeitig ein Magnet die Strahlen ablenkt, so werden die Strahlen auch um die Ränder schief einfallen und auch

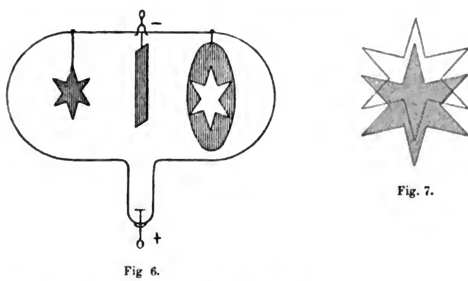


Fig 6.

Fig. 7.

dunkle Stellen der Glaswand treffen. Man sieht gleichzeitig scharfe Conturen eines helleren und wenig hellen Sternes, die sich theilweise decken. Die Umkehrung der Schatten beruht somit nicht auf der „Unempfindlichkeit“ für die Stösse, sondern darauf, dass die Glaswand im Schatten noch rein erhalten, dagegen an exponirten Stellen mit Metalltheilchen überzogen ist.

Wärme- und Lichtwirkung strahlender Elektrodenmaterie.

Ist eine plattenförmige Elektrode gekrümmt, so werden die senkrecht zur Oberfläche derselben herausfahrenden Theilchen je nach der Art der Krümmung in einer Brennlinie oder einem Brennpunkte zusammentreffen. Die Vereinigungsmittelpunkte liegen jenseits der Krümmungsmittelpunkte der Fläche. So bestimmte ich experimentell die Lage des Vereinigungspunktes bei einer kugelförmigen Schale vom Durchmesser r zu $1 \cdot 7\ r$ Entfernung von derselben. In diesen Vereinigungspunkten der Strahlen prallen die Elektrodentheilchen mit

grosser Heftigkeit zusammen und ein grosser Theil der Energie ihrer fortschreitenden Bewegung wird in Atombewegung umgewandelt. Es entsteht daselbst eine so starke Wärmebewegung, dass selbst schwer schmelzbare Metalle schmelzen. Herr Crookes hat auf diese Weise Iridio-Platin und Glas geschmolzen. Aber auch diese Schmelzversuche hat Herr Hittorf in seiner zweiten Mittheilung bereits beschrieben [1]). Derselbe experimentirte mit drahtförmigen Elektroden. In einem Abstande von 1—2^{mm} von der negativen Elektrode erglühte und schmolz zu einer Kugel der positive Platindraht. Dass dieser Schmelzversuch beim grösseren Abstande nicht gelingen konnte, ist selbstverständlich; denn die elektrischen Theilchen stossen sich gegenseitig ab und zerstreuen sich in grösserem Abstande vom punktförmigen Elektrodenende.

Es lag der Gedanke nahe, mittels strahlender Elektrodenmaterie einen festen Körper zum Weissglühen und Leuchten zu bringen und dieselbe für eine Lampe zu verwerthen. Es ist mir auch gelungen, eine derartige Lampe zu construiren, welche ein sehr schönes und helles Licht gibt und, wenn auch wegen der Kleinheit der Lichtquelle für praktische Zwecke noch zu wenig geeignet, jedenfalls ein schönes Experiment bleiben wird [2]).

Die Lampe (Fig. 8) hat die Form eines Glaskolbens und ist mit einer kugelförmigen Aluminiumschale von 21^{mm} Halbmesser, die als negative Elektrode dient, versehen. In einer Entfernung von 36^{mm} von derselben befindet sich ein kleiner Kegel von Papierkohle, welcher mittels dicken Platindrahtes und einem Glasstabe an die scheibenförmige positive Elektrode befestigt ist.

Ein sehr sorgfältig verkohltes und selbst bis zur Weissgluth erhitztes Papier enthält, nachher abgekühlt, noch sehr viel occludirte Gase, und es muss daher viele Stunden lang unter gleichzeitiger Anwendung starken Inductionsstromes von ungefähr 10—12^{cm} Funkenlänge gepumpt werden, um dieselben zu entfernen und die Kohle allmählich bis zur Rothgluth und nachher bis zur Weissgluth zu erhitzen. Interessant ist es dabei das Spectrum zu beobachten, welches Strahlen von desto grösserer Brechbarkeit zeigt, je stärker die Kohle glüht. In der Weissgluth zeigt sie ein ganz continuirliches Spectrum.

1) Pogg. Ann. Bd. 136 S. 210 u. 211.

2) P. S. Nachdem Spotiswoode einen Funkeninductor construirte, welcher meterlange Funken gibt, so wird es möglich sein, auch grössere Kohlenstücke zum Glühen zu bringen und die Lampe zu Beleuchtungszwecken zu verwenden.

Umgibt man die Lampe mit einer Milchglasglocke und ist die Kohle dünn, so merkt man ein schwaches Flackern des diffusen Lichtes. Wird

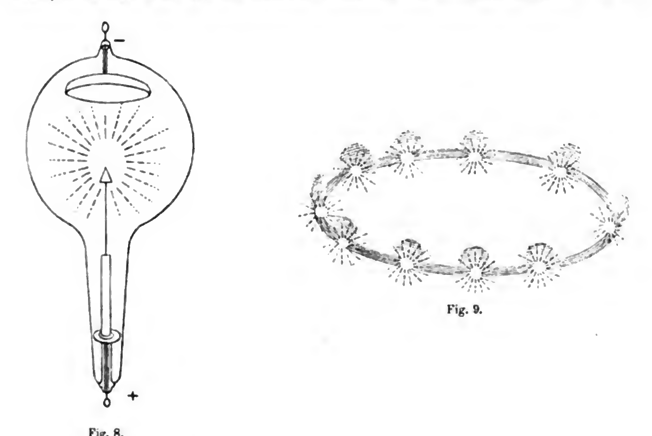


Fig. 8.

Fig. 9.

die punktförmige Lichtquelle in einem Spiegel, den man um eine seiner Kanten mit der Hand schwingt, betrachtet, so sieht man (Fig. 9) ein ellipsenförmiges rothes Band, welches an einzelnen Stellen sehr glänzende Bilder der in Weissgluth aufblitzenden Kohle zeigt, umgeben auf einer Seite mit blauem Glimmlichte.

Das Weissglühen einer dünnen Papierkohle ist somit nicht continuirlich, sondern intermittirend; sie erglüht bis zur Weissgluth und erlöscht bis zur Rothgluth bei jeder Entladung des Inductionsstromes. Die Kohle zeigt selbst nach längerem Gebrauch nicht die mindeste Zerstörung oder Abnützung.

Wird eine so ausgeglühte Kohle durch Entladungen eines schwachen Inductionsstromes (2^{cm} F. L.) bestrahlt, so zeigt sie an ihrer Oberfläche die bereits erwähnte bläulichgrüne Phosphorescenz des Diamanten.

Ist die Kohle gross, so wird dieselbe an einer Stelle ausgeglüht, auf welche der Vereinigungspunkt der Strahlen fällt. Wird der Vereinigungspunkt mittels eines Magnetstabes auf eine andere Stelle der Kohle verschoben, so entwickelt sich augenblicklich so viel Gas, dass die Lampe auslöscht und die Kohle nur noch roth glüht.

Für diesen Versuch braucht die Verdünnung nur ungefähr $0{,}04^{mm}$ zu sein, bei welchem Drucke die schönste Weissgluth sich erhält. Bei

weiterer Verdünnung nimmt die Lichtintensität ab und die Phosphorescenz der Glaswand zu. Erfolgt die Entladung des Inductionsstromes an der Glaswand, dann erlischt das Licht, die Lampe erglänzt in einem sehr schönen grünen Phosphorescenzlichte und der Kohlenkegel glüht nur ganz schwach an der Spitze. Bei noch grösserer Verdünnung glüht die Kohle gar nicht, alle Strahlen gehen längs der Glaswand und erzeugen eine brillante Phosphorescenz.

Die Entladungen längs der Glaswand sind gewöhnlich von knisterndem Geräusch und nicht selten von starkem Flackern oder vielmehr wirbelartigem Hin- und Herdrehen des Phosphorescenzlichtes begleitet; das erstere rührt von den schwachen Entladungen, welche an den Drähten und Wandungen des Glases in die Luft erfolgen, das letztere dürfte seinen Grund in den Bewegungen der mittels eines Drahtes befestigten schalenförmigen Elektrode haben.

Um grössere Kohlenstücke zum Glühen zu bringen, wurde in der Brennlinie einer cylindrischen Aluminiumelektrode von 20^{mm} Halbmesser ein Blättchen aus verkohltem Papier unter 45^0 gegen die Verticale befestigt.

Die cylindrische Elektrode wurde aus einem $3{,}2^{cm}$ breiten und $2{,}5^{cm}$ langen Aluminiumblech gewickelt. Da die Kohle nicht genau in der Brennlinie fixirt wurde, so entstanden drei Brennlinien, welche auf die Weise zu erklären sind, dass die Entladungen des Stromes (10^{cm} F.L.) nicht auf der ganzen Oberfläche der Elektrode gleichmässig vertheilt waren, sondern an drei Stellen *A*, *B*, *C* erfolgten, was auch aus der Phosphorescenzerscheinung an den Glaswänden zu ersehen war.

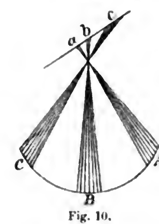


Fig. 10.

Wurde der Strom unterbrochen, so verschwanden augenblicklich die rothglühenden Brennlinien. Dieses, sowie das erwähnte Auslöschen der weissglühenden Kohle bis zur Rothgluth, beweist, dass bei diesem hohen Grade der Verdünnung, bei welchem die Wärmeleitung der Gase nur sehr gering sein kann, die Wärmestrahlung sehr bedeutend sein muss, dass somit die aus den Versuchen gewonnenen Wärmeleitungsconstanten nicht bloss als das Maass der Wärmeleitung der Gase, sondern auch einer nicht geringen Wärmestrahlung im luftleeren Raume betrachtet werden müssen.

Elektrostatische und elektrodynamische Wirkung strahlender Elektrodenmaterie.

Die Wechselwirkung zwischen dem Glimmlichte und dem Magnet ist schon von Plücker und in sehr eingehender und genauer Weise von Herrn Hittorf untersucht worden, daher kann uns auch in dieser Beziehung die Crookes'sche Arbeit bis auf die Folgerung, die er aus seinen Versuchen gezogen hat, der ich jedoch nicht beipflichten kann, nichts Neues bieten.

Herr Crookes gibt zu, dass in wenig stark verdünnten Räumen die Entladung von einem Pol zum andern geht, „einen elektrischen Strom bildend, der sich ähnlich einem biegsamen Draht verhält", bestreitet aber, dass der Strom strahlender Elektrodenmaterie vom negativen Pol einen elektrischen Strom mit sich führt.

Einen Beweis dafür glaubt Herr Crookes damit erbracht zu haben, dass er zwei Ströme strahlender Elektrodenmaterie neben einander an einem phosphorescirenden Schirm erzeugt und nachweist, dass sie sich gegenseitig abstossen. Dann heisst es: „Wenn nun die Ströme strahlender Materie elektrische Ströme enthalten, so wirken sie wie zwei parallele, gleichgerichte Ströme auf einander und ziehen sich nach Ampère's Gesetz an; bestehen sie aber einfach aus negativ elektrischen Molekeln, so werden sie einander abstossen." [1])

Die Wahrheit liegt in der Mitte. Wie bereits oben erwähnt worden ist, besteht die strahlende Elektrodenmaterie aus negativ elektrisch geladenen Theilchen, welche, mit sehr grosser Geschwindigkeit in gerader Richtung sich bewegend, die Elektricität convectiv fortführen und die Stromleitung zwischen beiden Polen vermitteln. Wären zwei solche mit statischer Elektricität geladene Theilchen in Ruhe, so müssten sie sich gegenseitig nach dem Coulomb'schen Gesetz abstossen; werden sie aber durch irgend eine Ursache in eine gleichgerichtete Bewegung versetzt, so ist nicht einzusehen, warum sie während dieser Bewegung sich gegen einander anders verhalten sollten. Je zwei nach gleicher Richtung sich bewegende negativ elektrische Theilchen, somit auch zwei parallele Ströme strahlender Materie werden sich daher nach dem Coulomb'schen Gesetz abstossen, zum Unterschied von den galvanischen Strömen, welche nach dem Ampère'schen Gesetz sich gegenseitig anziehen.

1) Strahlende Materie S. 31.

Es sei hier noch bemerkt, dass auch zwei Ströme strahlender Elektrodenmaterie höchst wahrscheinlich sich gegenseitig anziehen würden, wenn die Geschwindigkeit der Bewegung der Elektrodentheilchen von derselben Ordnung wäre wie jene der Elektricität in festen Leitern. Bei geringer Geschwindigkeit wird die elektrodynamische Wirkung durch die elektrostatische überwunden. Bei der Wechselwirkung galvanischer Ströme verschwindet umgekehrt die elektrostatische Abstossung gegen die elektrodynamische Anziehung, ist aber nicht gleich Null, wie es die Versuche des Herrn *Herwig* zeigen[1]). Derselbe fand, dass die elektrodynamische Anziehung zweier Rollen verschieden ist, je nachdem beide in demselben Stromkreise nahe an demselben Pol oder an verschiedenen Polen eingeschaltet waren. Die elektrodynamische Anziehung ist im ersten Fall etwas kleiner als im zweiten. Im ersten Fall sind die Rollen mit gleichnamiger freier Elektricität geladen und die elektrodynamische Anziehung wird durch die elektrostatische Abstossung geschwächt, im letzteren Fall summiren sich beide Wirkungen, weil die elektrostatischen Ladungen beider Rollen ungleichnamig sind.

Dass die Ströme strahlender Elektrodenmaterie nichtsdestoweniger wirkliche elektrische Ströme darstellen, beweist ihr elektromagnetisches Verhalten, welches dieselben Gesetze befolgt wie die Wirkung galvanischer Ströme. *Die gegenseitige Abstossung zweier Ströme strahlender Elektrodenmaterie kann nur als ein sicherer Beweis dafür gelten, dass der elektrische Strom durch Fortführung elektrisch geladener Theilchen entsteht und dass wir hier den Fall einer elektrischen Convection molecularer Leiter haben*, analog jener elektrischen Convection körperlicher Leiter, welche, wie die schönen Versuche von Herrn *Rowland* beweisen, elektrodynamisch genommen, gleichwerthig ist der Strömung der Elektricität in den Leitern selbst.

Dass auch für die Convection molecularer Leiter dieselben Gesetze gelten werden wie für jene der körperlichen Leiter, darüber dürfte kaum Jemand zweifeln. Jedes mit statischer Elektricität geladene Elektrodentheilchen, welches in fortschreitender Bewegung begriffen ist, wird sich gegen einen Magnetpol ebenso verhalten wie ein mit der Bewegungsrichtung positiv geladener Theilchen gleichgerichteter

1) Pogg. Ann. Bd. 149.

oder der Bewegungsrichtung negativ geladener Theilchen entgegengesetzt fliessender, positiver elektrischer Strom. Jedes elektrische Theilchen, das eine gewisse Strecke durchfliegt, stellt uns einen in Wirklichkeit vorhandenen „Elementarstrom“, den wir bis jetzt als eine mathematische Grösse unserer elektrodynamischen Rechnungen zu Grunde gelegt haben.

Da in dem evacuirten Raume, wie wir bereits erkannt haben, die Elektrodentheilchen negativ elektrisch sind und sich vom negativen zum positiven Pol bewegen, so ist nach dem Obigen die Wirkung des durch moleculare Convection erzeugten Stromes auf einen Magnetpol dieselbe, wie ihn ein gegen die Bewegung der negativ geladenen Theilchen, also vom positiven zum negativen Pol fliessender positiver elektrischer Strom erzeugen würde.

Auch bin ich davon fest überzeugt, dass die hier angeführten Gesetze durch Versuche sich bestätigen lassen werden. Beispielsweise müsste ein durch eine Röhre fliessender elektrischer Dampfstrom eine Magnetnadel in einer Weise ablenken, wie sie sich aus dem Obigen ergibt. Diesbezügliche Versuche hoffe ich in kurzem ausführen zu können und erlaube mir an dieser Stelle noch die Bemerkung zu machen, dass ich in meiner Ueberzeugung von der Richtigkeit obiger Anschauung auch durch einen Versuch des Herrn Donato Tomasi[1]) bestärkt bin, welcher einen Eisencylinder magnetisch machte, indem er einem Dampfstrom von 5—6 Atmosphären Druck durch eine um den Cylinder spiralförmig gewundene Kupferröhre von 2—3^{mm} Durchmesser streichen liess.

Zu einer diesbezüglichen Notiz in den Annalen machte Poggendorff die Bemerkung: „Zum Gelingen dieses Versuches müssen aber wohl die Bedingungen erfüllt sein, welche Faraday als nothwendig zur gehörigen Elektrisirung des Dampfstromes bezeichnet hat.“

Dass Herr Tomasi die elektrische Convection molecularer Leiter beobachtete, halte ich für sehr wahrscheinlich.

Legen wir durch die Bewegungsrichtung ab des negativ elektrischen Elektrodentheilchens und den Magnetpol N eine Ebene — es sei die Papierebene —, so repräsentirt uns das Theilchen während seiner Bewegung einen positiven Elementarstrom in der entgegengesetzten Richtung, welche durch den unteren Pfeil angegeben ist,

1) Pogg. Ann. Bd. 155 S. 176.

und nach dem Laplace'schen Gesetz ist die Wechselwirkung zwischen dem Elementarstrom und dem Nordpol durch ein Paar von Kräften normirt, welche auf der Ebene $a\,b\,N$ senkrecht stehen und deren Intensität dem Quadrate der Entfernung zwischen beiden umgekehrt, sowie dem Sinus des Winkels, den die augenblickliche Bewegungsrichtung $a\,b$ mit dem Pol bildet, umgekehrt proportional ist.

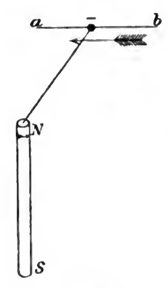


Fig. 11.

Nach der Ampère'schen Regel lässt sich ferner bestimmen, nach welcher Seite von der erwähnten Ebene ($a\,b\,N$) das Theilchen abgelenkt wird. Ist der Pol nordmagnetisch, so wird das Elektrodentheilchen für den Beobachter, der gegen den Pol schaut und mit dem imaginären positiven elektrischen Strome schwimmt, nach rechts abgelenkt.

Bewegt sich dagegen der Beobachter des Nordpols mit dem Elektrodentheilchen in gleicher Richtung, so wird das letztere nach links abgelenkt.

Da ferner für einen endlichen Magnet die Tangente an die magnetische Curve, welche durch das Elektrodentheilchen geht, die Richtung nach dem Pol darstellt, so steht die Kraft, welche das Elektrodentheilchen ablenkt, senkrecht auf der Ebene, welche durch die Bewegungsrichtung des Theilchens und die magnetische Curve seines augenblicklichen Ortes gelegt werden kann.

Aus den Gesetzen elektrischer Convection der Molecularbewegung lassen sich, mit Zuhilfenahme der Ampère'schen Regel, alle Wechselwirkungen zwischen dem Magnet und einem Strome Elektrodenmaterie erklären und vorausbestimmen.

Es sollen hier einige einfache Fälle näher erörtert werden.

1. Der Magnetpol n und das Elektrodentheilchen m, welches sich nach rechts mit einer sehr grossen Geschwindigkeit in der Richtung des Pfeiles bewegt, befinden sich in der Papierebene. Der Pol ertheilt dem Theilchen eine kleine Geschwindigkeit unter die Papierebene oder auf die linke Seite des Beobachters, der auf dem Elektrodentheilchen sitzt und gegen den n-Pol schaut. Das Theilchen wird sich mit der resultirenden Geschwindigkeit $m\,r$ unter die Papierebene bewegen und von der ursprünglichen Richtung desto stärker abweichen, je stärker die magnetische Wirkung und je kleiner die Geschwindigkeit ist, mit

der das Theilchen von der Elektrode fortgeschleudert wird. Beim Südpol wird die Bewegungsrichtung vor die Papierebene fallen.

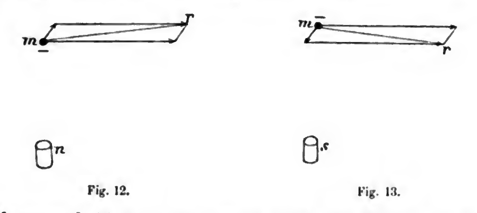


Fig. 12. Fig. 13.

2. Magnetpol N und ein Querschnitt der Röhre, aus welchem die Theilchen in normaler Richtung zu demselben herausfahren, befinden sich in der Papierebene. Jedes Theilchen erhält eine Ablenkung

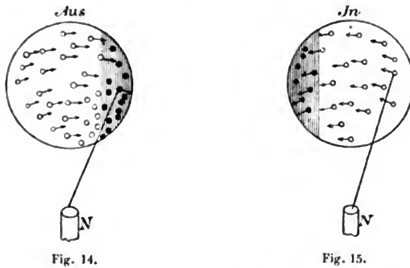


Fig. 14. Fig. 15.

in der Richtung der kleinen Pfeile, daher wird das Licht auf eine Seite zusammengedrängt. In der Fig. 15 bewegen sich die Theilchen normal unter die Papierebene, daher kehren sich ihre Richtungsverhältnisse um. Beim Südpol werden die Lichterscheinungen in beiden Fällen sich umkehren.

3. Nach dem Vorhergehenden sind die nachfolgenden Zeichnungen leicht verständlich. Die Wirkung beider Pole ertheilt dem Elektroden-

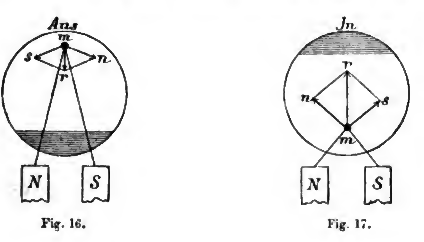


Fig. 16. Fig. 17.

theilchen im ersten Falle eine resultirende Geschwindigkeit *mr* nach unten, im zweiten nach oben. Es werden somit die Theilchen im ersten Falle nach unten, im zweiten nach oben von ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt.

Fig. 18 veranschaulicht beide Fälle in einer Röhre, in welcher aus der scheibenförmigen Elektrode die Theilchen nach entgegengesetzten Richtungen fortgestossen werden.

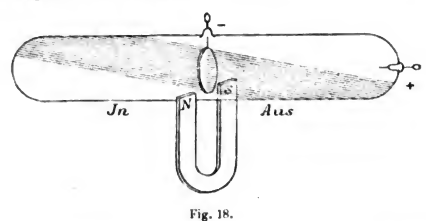


Fig. 18.

4. Ist die anfängliche Geschwindigkeit der Elektrodentheilchen klein, wie es beim grösseren Drucke im dunklen Raume des G l i m m l i c h t e s der Fall ist, so wird ein aus der Elektrode herausfahrendes Theilchen von der ursprünglichen Richtung sehr stark abgelenkt und, da die Wirkung des Magnetes eine stetige ist, die Richtung der Bahn des Theilchens stets geändert. Das Theilchen bewegt sich je nach der Lage seiner Bewegungsrichtung gegen die Kraftlinien des Magnetes in Curven einfacher oder doppelter Krümmung. In Fig. 19 wird das

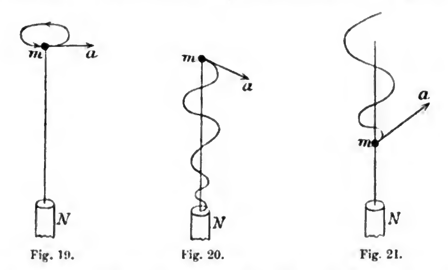


Fig. 19. Fig. 20. Fig. 21.

Theilchen *m* in einer zur Kraftlinie *mN* senkrechten Richtung *ma* fortgeschleudert und rotirt im Sinne des Molecularstromes des Poles, so dass die Rotationslinie auf der Kraftlinie senkrecht steht. Bildet die Anfangsgeschwindigkeit mit der Kraftlinie einen spitzen oder stumpfen Winkel, so bleibt der Sinn der Drehung derselbe, aber die

Rotationsebene ändert sich stetig, und es entsteht eine Bahn doppelter Krümmung, welche nach unten wegen zunehmender magnetischer Wirkung stärker gekrümmt ist.

5. Aus einer punktförmigen Elektrode werden die Theilchen in divergirenden Richtungen fortgeschleudert und winden sich bei Annäherung des Nordpols um einen Kegel, dessen Spitze gegen den Nordpol gekehrt ist und dessen Achse mit der Kraftlinie der punktförmigen Elektrode zusammenfällt. Hierin liegt die Erklärung der schönen Lichterscheinungen im Glimmlicht, die Herr Hittorf unter Einwirkung starker Magnete erhält. Ich erlaube mir hier die Zeichnung seiner Versuche aufzunehmen, welche die drei oben besprochenen Fälle darstellen.

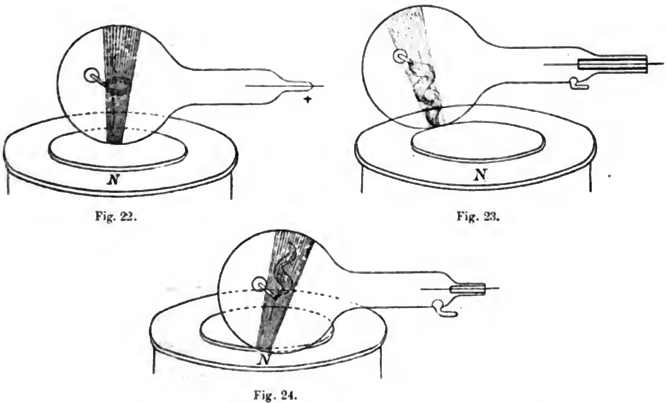


Fig. 22. Fig. 23.

Fig. 24.

Die drahtförmige Elektrode ist bis auf den letzten Querschnitt mit einem Glasröhrchen umgeben und steht in Fig. 22 auf der verticalen Kraftlinie senkrecht, daher in der Mitte eine kreisförmige Lichterscheinung. Ist der Magnet sehr stark, so zieht sich der Lichtkegel auf eine Linie zusammen und die Rotation der leuchtenden Theilchen ist nicht mehr zu unterscheiden.

Da aus dem letzten Querschnitte der Elektrode nur wenige Strahlen divergiren, so sind die spiralförmigen Windungen im oberen und unteren Theile des Lichtkegels kaum zu sehen. Dagegen erscheinen die Windungen sehr schön und deutlich, wenn das Strahlenbündel mit der Kraftlinie einen spitzen oder stumpfen Winkel bildet, wie aus Fig. 23 und 24 zu ersehen ist.

6. Ebenso leicht lassen sich die von Plücker beobachteten magnetischen Flächen des Glimmlichtes erklären, worunter man jene Flächen versteht, zu welchen das Glimmlicht unter dem Einflusse eines starken Elektromagnetes ausgebreitet wird und durch die Gesammtheit aller durch die einzelnen Punkte der negativen Elektrode und die beiden magnetischen Pole gehenden magnetischen Curven gebildet werden.

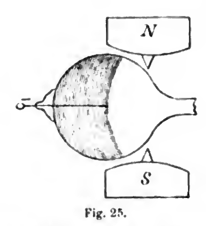


Fig. 25.

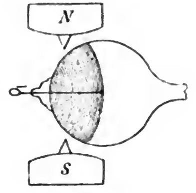


Fig. 26.

Beide Pole und die negative Elektrode liegen in der Papierebene. Aus der Drahtelektrode fahren die Theilchen radial nach allen Richtungen senkrecht zur Achse derselben aus.

Diejenigen Theilchen, welche aus dem Draht senkrecht zur Papierebene nach oben oder unten emittirt werden, stehen senkrecht auf den Kraftlinien, welche durch die Elektrode gehen. Diese Theilchen müssen daher im übereinstimmenden Sinne der Molecularströme der beiden Pole um die Kraftlinie in sehr kleinen Kreisen rotiren. Alle anderen Theilchen, welche schief zur Papierebene oder in derselben aus der Elektrode herausfliegen, bilden mit den Kraftlinien schiefe Winkel, müssen daher um die letzteren gegen die Pole spiralförmig sich drehen und bilden eine Lichtfläche in der Papierebene.

Es lassen sich somit alle Erscheinungen, welche sowohl die strahlende Elektrodenmaterie, als auch das Glimmlicht unter dem Einflusse eines Magnetes zeigen, aus jenen Gesetzen vollständig erklären, welche für die elektrische Convection körperlicher Leiter experimentell bestimmt und mittels Induction von mir auch auf moleculare Elektrodentheilchen ausgedehnt sind. Die Lösung dieser Aufgabe wurde dadurch ermöglicht, dass es gelang, die Bewegungsrichtung der Elektrodentheilchen und ihren elektrostatischen Zustand festzustellen.

Diese Gesetze elektrischer Convection scheinen indessen auf das positive Büschellicht keine Anwendung zu finden, und die Ansicht, dass hier der elektrische Strom durch Bewegung der Elektricität in der Gassäule, ähnlich wie in einem ruhenden festen Leiter, entsteht,

scheint durch das Verhalten des positiven Lichtbüschels gerechtfertigt zu sein. Aehnlich wie in festen Leitern die Moleküle, welche in Wärmebewegung begriffen sind, dem Strome einen Durchgang gestatten, ohne ihre relativen Gleichgewichtslagen zu ändern, scheint auch in Gasen von bestimmter Dichte die Elektricität von Querschnitt zu Querschnitt sich zu entladen, ohne dass die Gleichmässigkeit ihrer Molecularbewegung oder auch andere oscillatorische Bewegungen dadurch alterirt werden.

Es verhält sich daher das positive Büschellicht gegen den Magnet ebenso wie ein sehr leicht biegsamer Draht, der in gleicher Richtung wie die Luftsäule vom positiven Strome durchflossen wird. Ist das Büschellicht geschichtet, so werden auch die Schichten durch den Magnet auf jene Seite der Röhre zusammengedrängt, die sich aus dem Laplace'schen Gesetze ergibt.

Gehen alternirende Ströme hindurch, so sammelt sich, wie leicht einzusehen ist, das positive Büschellicht in einer zur Plücker'schen Fläche senkrechten äquatorialen Ebene, und man erhält eine von Prof. Reitlinger und v. Urbanitzky beobachtete Lichterscheinung, welche ich Dreifächerfläche nenne, weil sie drei zu einander senkrecht stehende Flächen zeigt. Bei Umkehrung des Stromes muss die positive Fläche auf der entgegengesetzten Seite der Plücker'schen Fläche entstehen und die Dreifächerfläche scheint eine Drehung von 180° um die drahtförmige Kathode erfahren zu haben[1]).

Bewegungserscheinungen in strahlender Elektrodenmaterie.

Nachdem wir das Wesen strahlender Elektrodenmaterie erkannt haben, wird uns die Erklärung einiger durch dieselbe veranlassten Bewegungserscheinungen in evacuirten Gefässen keine Schwierigkeit bieten. Herr Crookes beschreibt einige Maschinchen, deren Flügelräder mittels strahlender Elektrodenmaterie in der Richtung vom negativen zum positiven Pol bewegt wurden. Durch Umkehrung des Stromes wurde auch der Sinn der Drehung umgekehrt.

Die Zeichnung Fig. 27 stellt ein elektrisches Radiometer dar[2]).

1) Wien. Akad. Anzeiger 1877 Nr. 10.

2) Sämmtliche in vorliegender Abhandlung beschriebenen Glasapparate habe ich selbst ausgeführt und erlaube mir an dieser Stelle für jene Physiker, welche in die Lage kommen sollten, derartige Apparate anzufertigen, mitzutheilen, dass es genügt, dünne Platindrähte von 0,2 mm Durchmesser als Elektroden zu nehmen, welche sich mit grosser Leichtigkeit einschmelzen lassen und luftdicht halten. Bei dicken Drähten springt das Glas an der Schmelzstelle, was bei gewissen Glassorten trotz

Auf einer Nadelspitze ist mittels Glashütchens ein Rädchen von ungeschwärztem Glimmer aufgesetzt und zwei plattenförmige Elektroden excentrisch in das Glasgefäss eingeschmolzen. Um eine starke Wirkung

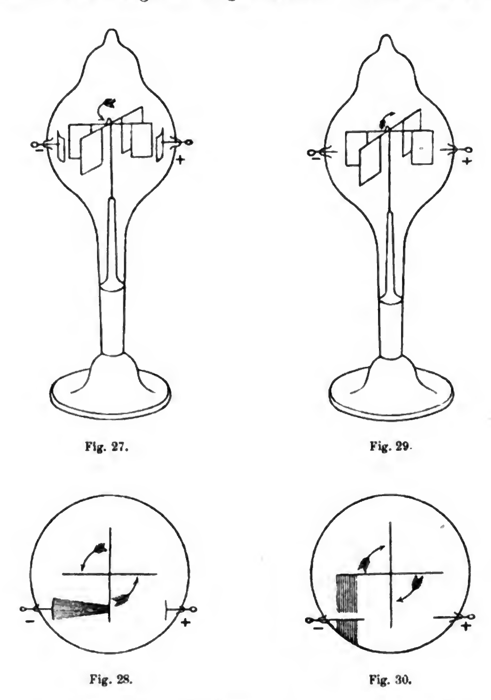


Fig. 27. Fig. 29. Fig. 28. Fig. 30.

zu bekommen, wurden die Elektroden cylindrisch gewickelt, so dass ihre Brennlinien ungefähr auf die Mitte eines Flügelblättchens fielen, wenn sich dasselbe zwischen ihnen befand.

---

aller Vorsicht fast immer der Fall ist. Am besten eignet sich für diese Arbeiten das Thüringer Glas. Vor dem Einschmelzen werden die Drähte mit dünnen Glasröhrchen überzogen und beim Einschmelzen derselben die Schmelzstelle des Gefässes gehörig ausgeblasen, nachher in einer grösseren Flamme etwas ausgeglüht und langsam abgekühlt. Complicirtere Apparate, wie die elektrischen Radiometer, welche mehrere Schmelzstellen haben, müssen, wenn sie fertig sind, an ihrer ganzen Oberfläche schwach ausgeglüht und langsam abgekühlt werden, damit die Spannungen im Glase sich ausgleichen.

Fig. 28 stellt den Querschnitt des Apparates dar. Das Rädchen dreht sich in der Richtung der Bewegung strahlender Elektrodenmaterie, vom negativen zum positiven Pol.

Herr F. Zöllner beschreibt in der dritten Abhandlung seiner „Untersuchungen über die Bewegungen strahlender und bestrahlter Körper“ einen Versuch, den Geissler auf der letzten Naturforscherversammlung in Hamburg mitgetheilt und den er selbst mit gleichem Erfolge wiederholte[1]). Als Elektroden waren zwei Platindrähte eingeschmolzen, und das bewegliche Kreuz bestand aus ungeschwärzten Glimmerblättchen. Wurde bei 1^{mm} Spannung durch das Gefäss der Inductionsstrom eines kleinen Rühmkorff'schen Apparates geleitet, so rotirte das Kreuz stets in solcher Richtung, „wie sie einer Emission von materiellen Theilchen von der positiven Elektrode entspricht“. Bei Umkehrung des Stromes wechselte die Rotationsrichtung des Kreuzes.

Es war für mich von grossem Interesse, zu constatiren, ob diese Drehung im Sinne der Emission der Theilchen von der positiven Elektrode auch bei einem Drucke stattfindet, bei welchem die strahlende Elektrodenmaterie zum Vorschein kommt. Ich machte den Versuch mit einem in Fig. 29 dargestellten Rediometer, welches mit zwei drahtförmigen Elektroden versehen ist. Bei einem Drucke $0{,}03^{mm}$ rotirte das Rädchen entgegengesetzt derjenigen Richtung, in welcher es bei plattenförmigen Elektroden rotiren müsste.

Es entsteht nun die Frage: Werden die Elektrodentheilchen von der positiven oder negativen Elektrode emittirt und wie ist jene Umkehrung der Rotationsrichtung zu erklären?

Diese Frage findet ihre Lösung durch folgenden, sehr einfachen Versuch.

Wird durch ein cylindrisches Glasgefäss, in welches ein langer Draht bis ungefähr in die Mitte desselben hineinragt, ein Inductionsstrom geleitet, so zeigt das Gefäss, wenn der Draht als negative Elektrode benutzt wird, eine phosphorescirende Aequatorialzone (Fig. 31), welche Lichterscheinung eine gegen die Elektrode schräge Stellung annimmt, sobald das Glasgefäss mit den Schenkeln des Hufeisenmagnetes auf eine in Fig. 32 und Fig. 33 dargestellte Weise umfasst wird.

---

1) Pogg. Ann. Bd. 160 S. 464.

Die leuchtende Aequatorialzone kann nur auf die Weise entstehen, dass die Elektrodentheilchen senkrecht zur Achse des Drahtes nach

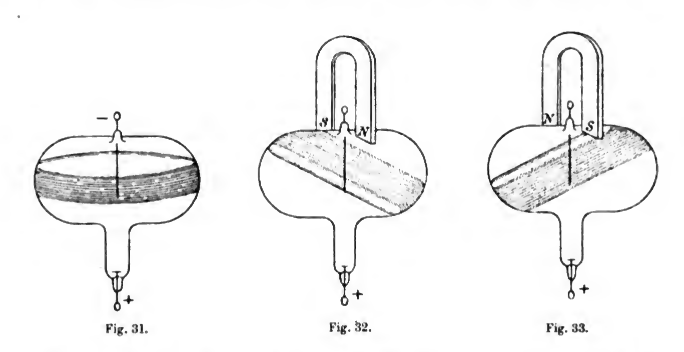


Fig. 31. Fig. 32. Fig. 33.

allen Richtungen emittirt werden. Dass auch der letzte Querschnitt des Drahtes senkrecht zur Oberfläche Theilchen emittirt, ist selbstverständlich; nur ist ihre Zahl im Verhältnis zu den seitwärts fortgeschleuderten sehr gering.

Jetzt ist es leicht zu verstehen, warum im Radiometer mit drahtförmiger Elektrode bei gleicher Stromrichtung das Rädchen sich entgegengesetzt dreht als das Rädchen mit plattenförmigen Elektroden. Es ergibt sich aus der Zeichnung Fig. 30 auf den ersten Blick, dass die seitliche Emission des Drahtes das Rädchen entgegengesetzt drehen muss.

Bei einem sehr hohen Grade der Verdünnung ($0{,}01^{mm}$) kehrt das Rädchen um und rotirt im Sinne der Emission der Theilchen vom negativen zum positiven Pol. Dies erklärt sich damit, dass bei dieser Verdünnung die Emission der Theilchen nur am letzten Querschnitte des Drahtes erfolgt.

Es findet somit eine Emission der Theilchen nicht am positiven, sondern nur am negativen Pol statt.

Dass dieselbe Erklärung auch für die Umkehrung der Drehungsrichtung bei 1^{mm} Druck gilt, ist selbstverständlich, nachdem wir erkannt haben, dass auch bei diesem Verdünnungsgrade Theilchen von der negativen Elektrode ausgesendet werden, welche in das zurückgebliebene Gas diffundirend das letztere zur Phosphorescenz bringen und daher an der Glaswand keine Phosphorescenz erzeugen können.

Complicirter sind die Bewegungserscheinungen in dem von Herrn Crookes beschriebenen, in Fig. 34 dargestellten elektrischen Radiometer. Das Kreuz, welches mittels eines Eisenhütchens auf einer Nadelspitze ruht, besteht aus vier einerseits mit Glimmer belegten Aluminiumblättchen, und die Nadel ist mittels eines Drahtes mit dem in das Glas eingeschmolzenen Platinende verbunden, welches letztere als negativer Pol benutzt wird. Im oberen Theil des Gefässes ist noch ein zweiter Platindraht mit einem kleinen Aluminiumblättchen eingeschmolzen und dient als positiver Pol. Bei dem Radiometer, mit welchem ich experimentirte, war das obere Röhrchen bei *a* stark eingezogen (ungefähr bis auf 3^{mm} Durchmesser). Wurde diese Stelle während des Durchganges eines Inductionsstromes von 4^{cm} F. L. bei $0{,}03^{mm}$ Druck mit dem Finger berührt, so verschwand im Innern die Lichterscheinung und es erfolgte abermals eine Entladung des Stromes, so oft die Stelle freigelassen wurde. Dieser Versuch gelang nur, wenn der obere Draht als negativer Pol verwendet wurde.

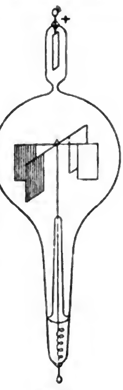


Fig. 34.

Herr Crookes beobachtete an diesem Apparate bei der in der Zeichnung dargestellten Lage der Pole eine Drehung des Kreuzes mit der Glimmerseite vorwärts, und zwar bei einem Drucke, welcher ein „wenig jenseits dessen liegt, bei dem der dunkle Raum um den negativen Pol sich bis an die Wand der Kugel ausbreitet". Die Drehung beginnt bei ungefähr $0{,}5^{mm}$ Druck. Diese Bewegung erklärt Herr Crookes auf folgende Weise[1]):

„Da die Moleküle heftig vom Pol fortgetrieben werden, so müssen sie einen Rückstoss auf den Pol ausüben, und wenn man in einem Apparate den negativen Pol beweglich und den Körper, der den Stoss der strahlenden Materie empfängt, fest macht, so kann dieser Rückstoss (durch Bewegung des Poles J. P.) sichtbar gemacht werden."

Nach der Ansicht des Herrn Hittorf[2]) rotirt die Mühle erst, wenn die heissen Glimmstrahlen die Glaswände des Gefässes erreichen und die berührten Stellen erhitzen. „Erst die Wärmestrahlung der Glaswände erzeugt die Rotation."

1) Strahlende Materie S. 23.
2) Wied. Ann. Bd. 7 Hft. 4 S. 607.

Indessen sind beide Erklärungen nicht richtig. Von der Unrichtigkeit der Hittorf'schen Ansicht überzeugt man sich leicht, indem man das Glasgefäss eines derartigen Radiometers durch Berührung mit der Hand erwärmt. Das Rädchen dreht sich, wenn selbstverständlich kein Strom geht, mit dem Aluminium und nicht mit dem Glimmer vorwärts. Da meines Wissens dieser Versuch bis jetzt nicht erklärt worden ist, so möge auch eine diesbezügliche Notiz im weiteren Theile dieser Abhandlung folgen.

Behufs Widerlegung der Crookes'schen Erklärung will ich hier einige Versuche vorausschicken, die ich mit dem beschriebenen Radiometer ausgeführt habe.

Wird für eine gleichmässige Temperaturvertheilung im Radiometer gesorgt, so dreht sich das Rädchen bei einem Drucke von ungefähr $0{,}2^{mm}$ unmittelbar nach dem Schliessen des Stromes ein- bis zweimal mit dem Aluminium vorwärts, bleibt dann stehen, kehrt um und dreht sich mit dem Glimmer vorwärts so lange, als der Strom geschlossen bleibt. Wird nachher der Strom unterbrochen, so dauert die Drehung noch immer fort, und zwar desto länger, je stärker der Strom gewesen ist.

Diesen Versuch wiederholte ich sehr oft mit gleichem Erfolge. Folgen die Versuche auf einander, ohne dass eine gleichmässige Temperaturvertheilung abgewartet wird, so rotirt das Rädchen immer nach der Glimmerseite.

Bei fortgesetzter Verdünnung wird die Zahl der anfänglichen Umdrehungen nach der Aluminiumseite immer grösser und ebenso auch die Geschwindigkeit der Drehung nach der Umkehrung. Wird der Strom unterbrochen, so rotirt das Rädchen mit einer Heftigkeit, die ich an den empfindlichsten Radiometern nicht beobachtet habe. Die einzelnen Blättchen sind nicht mehr zu unterscheiden.

Ist der Druck so klein, dass bereits die Phosphorescenzerscheinung der Glaswände sich zeigt, ungefähr $0{,}04^{mm}$, so rotirt das Rädchen nur nach der Aluminiumseite und die Umkehrung der Rotation nach der Glimmerseite findet erst nach Unterbrechung des Inductionsstromes statt und dauert 5—6 Minuten oder auch länger, je nach der Intensität des Stromes und Dauer seiner Wirkung.

Der vollständige Verlauf dieser Bewegungserscheinungen ist von den Herren Hittorf und Crookes nicht beobachtet, und daher ist es denselben auch nicht leicht möglich gewesen, eine richtige Erklärung derselben zu finden.

Zwei in ihren Wirkungen entgegengesetzte Ursachen sind es, durch welche diese Rotationsbewegungen normirt werden: 1. die strahlende Elektrodenmaterie, 2. die Wärmebewegung, welche der elektrische Strom in den Aluminiumblättchen erzeugt.

Die an- und zurückprallenden Gasmoleküle üben auf die durch den Strom stärker erwärmte Aluminiumseite eine Reaction, und deshalb bewegt sich das Rädchen mit dem Glimmer vorwärts.

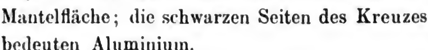
Der elektrische Strom leistet ausserdem noch eine Arbeit, indem er Theilchen an der Aluminiumseite losreisst und dieselben fortschleudert. Würden die Kräfte, welche diese Emission von Theilchen veranlassen, innere Kräfte sein, d. h. solche, dass einer Action eine Reaction entsprechen würde, so müssten die Flügel, wie Herr Crookes erwartet hat, sich in einer der Emission der Elektrodentheilchen entgegengesetzten Richtung drehen. Wie aber der letzte Versuch bei 0,04^{mm} Druck zeigt, rotirt das Rädchen in derselben Richtung, in welcher die Emission von Theilchen erfolgt, und entgegengesetzt jener Richtung, in welcher es in Folge Wärmewirkung rotiren müsste.

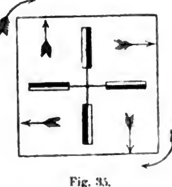
Diese zwei Ursachen wirken gleichzeitig auf die Flügel, so lange der Strom geschlossen bleibt, und können sich gegenseitig in ihren Wirkungen schwächen oder auch ganz aufheben. Wird der Strom geschlossen, so ist im ersten Augenblick die Erwärmung des Aluminiumblättchens sehr gering und es überwindet die Strahlung der Elektrodenmaterie und veranlasst eine anfängliche Drehung nach der Aluminiumseite. Nach einiger Zeit wird die Wärmewirkung gleich der der Elektrodenmaterie, und zuletzt wird die erstere grösser als die letztere. Nach Unterbrechung des Inductionsstromes bleibt nur noch die Wärmewirkung, und die Drehung nach der Glimmerseite findet so lange statt, bis die Temperatur in den Blättchen sich ausgeglichen hat.

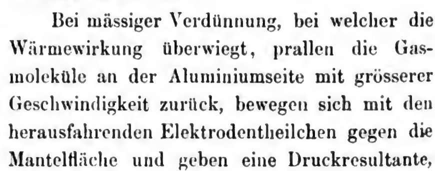
Bei fortgesetzter Verdünnung wird der Widerstand für den Inductionsstrom, also auch die Energie der Entladungen und der Strahlung von Elektrodentheilchen grösser, andererseits der Luftwiderstand, der die Bewegung der Flügel hemmt, geringer, daher die Zahl der anfänglichen Umdrehungen nach der Aluminiumseite und ebenso die Rotationsgeschwindigkeit nach der Glimmerseite beim geschlossenen und offenen Strome grösser.

Bei sehr kleinem Drucke überwindet die Wirkung strahlender Elektrodenmaterie die Wärmewirkung, das Rädchen bewegt sich nur

nach der Aluminiumseite, so lange der Strom geschlossen bleibt; bei Unterbrechung desselben bleibt nur die Wärmewirkung zurück und das Rädchen muss in entgegengesetzter Richtung rotiren.

Eine Theorie ist nur dann richtig, wenn die Folgerungen, zu denen sie führt, sich durch Versuche bestätigen lassen. Wir wollen daher die gegebene Erklärung der radiometrischen Bewegungserscheinungen auch dieser Prüfung unterziehen und denken uns der Einfachheit halber ein fixes Aluminiumkreuz, dessen Flügel einerseits mit Glimmer bedeckt sind. Eine das Kreuz umschliessende würfelförmige Mantelfläche von Glimmer sei um eine verticale Achse drehbar. Die Zeichnung Fig. 35 zeigt uns den Querschnitt des Kreuzes und der

Mantelfläche; die schwarzen Seiten des Kreuzes bedeuten Aluminium.


Fig. 35.


Bei mässiger Verdünnung, bei welcher die Wärmewirkung überwiegt, prallen die Gasmoleküle an der Aluminiumseite mit grösserer Geschwindigkeit zurück, bewegen sich mit den herausfahrenden Elektrodentheilchen gegen die Mantelfläche und geben eine Druckresultante, ungefähr in der Mitte des Quadranten, in der Richtung des Pfeiles. Eben solche Druckkräfte wirken auch in den übrigen Quadranten. Aus der Zeichnung ergibt sich der Sinn der Drehungsrichtung der Mantelfläche, welcher entgegengesetzt ist der Drehungsrichtung des beweglichen Kreuzes.

Bei einem sehr hohen Grade der Verdünnung, wenn die Wirkung strahlender Elektrodenmaterie die Wärmewirkung überwiegt, werden die Elektrodentheilchen mit grosser Heftigkeit gegen die Mantelfläche fortgeschleudert, und es muss daher der Sinn der Drehung der Mantelfläche derselbe sein wie im ersten Falle.

Während man also an einem beweglichen Kreuze eine Umkehrung der Rotationsrichtung beobachtet, müsste eine würfelförmige und ebenso auch eine cylindrische Mantelfläche sich nur in einer Richtung drehen.

Diese Folgerung der gegebenen Theorie der Bewegungserscheinungen hat sich durch das Experiment vollkommen bestätigt. Das Radiometer, welches ich zu diesem Zwecke construirte, bestand nur aus zwei fixen Flügeln (Fig. 36) und einem oben geschlossenen Glascylinder, welcher auf der Spitze beweglich war. Der Glascylinder drehte sich bei jedem

Drucke nur in der voraus bestimmten Richtung der emittirten Elektrodentheilchen.

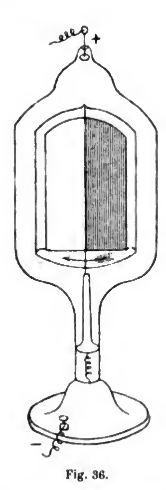


Fig. 36.

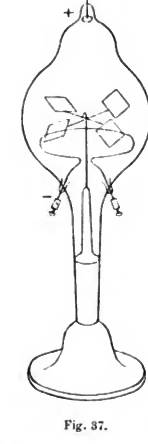


Fig. 37.

Herr Crookes beschreibt in seiner Arbeit auch ein Radiometer, welches Prof. Zöllner schon vor Jahren construirt und in der erwähnten Abhandlung „Untersuchungen über die Bewegungen strahlender und bestrahlter Körper“ zu erklären versucht hat[1]). Der Apparat besteht aus einem beweglichen Kreuze mit ungeschwärzten Glimmerblättchen, welche, wie aus Fig. 37 zu ersehen ist, gegen den Horizont geneigt sind. Unter dem Kreuze ist ein horizontal liegender Ring von Platindraht angebracht und seine Enden in die Glaswand eingeschmolzen, um einen galvanischen Strom hindurchleiten zu können.

Während ich mir die nähere Besprechung aller Versuche, welche Herr Zöllner mit diesem Radiometer ausgeführt hat, für die nächste Abhandlung vorbehalte, will ich an dieser Stelle nur jenen Versuch erwähnen, welchen Herr Crookes, dem die Zöllner'schen Arbeiten über die Radiometrie unbekannt geblieben sind, mit gleichem Erfolge wiederholte und unrichtig erklärte.

Wird bei einem hohen Grade der Verdünnung durch den Platinring ein galvanischer Strom geleitet, so tritt eine „normale“ Rotation

1) Pogg. Ann. Bd. 160 S. 460.

des Rädchens ein, d. h. eine solche, welche man nach der Ansicht des Herrn Zöllner durch aufsteigende Luftströme oder durch Emissionsprocesse von der Oberfläche des Drahtes hätte erklären können [1]).

Die Rotation des Rädchens in normaler Richtung ist von der Richtung des Stromes unabhängig.

Diesen Versuch beschreibt auch Herr Crookes und bemerkt über denselben Folgendes: „Hier haben wir eine andere wichtige Thatsache: Strahlende Materie wird in einem hohen Vacuum nicht nur vom negativen Pole einer Inductionsrolle erregt, sondern ein heisser Draht setzt sie in Bewegung mit hinlänglicher Kraft, um die schrägstehenden Flügel herumzutreiben.“ [2])

Die Stütze für diese Ansicht scheint Herr Crookes in folgender Modification des Zöllner'schen Versuches suchen zu wollen. Sein Radiometer war mit einer Elektrode oberhalb des Kreuzes versehen (Fig. 37). Wurde der Platinring als negative Elektrode eines Inductionsstromes verwendet, so rotirte das Rädchen entsprechend der Emission der Elektrodentheilchen in normaler, somit in derselben Richtung, in welcher es beim Durchgange des galvanischen Stromes rotirt.

Wir sind jedoch keineswegs berechtigt, aus der Gleichheit der Wirkungen auf die Gleichheit der Ursachen zu schliessen, um so weniger, als der Inductionsstrom bei seinem Durchgange durch den Platinring allein die strahlende Materie nicht in Bewegung setzen kann und erst eine Erwärmung des Drahtes durch den galvanischen Strom stattfinden muss, wenn die Theilchen angeblich emittirt werden sollen.

Meine Untersuchungen, die ich mit dem Zöllner'schen Radiometer angestellt, haben mich in Gemeinschaft mit den von Herrn Zöllner beobachteten Thatsachen zur folgenden einfachen Erklärung dieses Versuches geführt:

Beim hohen Grade der Verdünnung in diesem Radiometer ($0{,}02^{mm}$ Quecksilberdruck) ist, in Folge geringerer Wärmeleitung des noch zurückgebliebenen Gases, die Erwärmung des Drahtes grösser und folglich auch die Wärmestrahlung, welche nach Stefan der vierten Potenz

1) Pogg. Ann. Bd. 160 S. 300.
2) Strahlende Materie S. 26.

der absoluten Temperatur proportional ist[1]), stärker. Es werden daher die Glimmerblättchen an der dem Platinring zugewendeten Seite wegen ihrer geringen Wärmeleitung stärker erwärmt als an der entgegengesetzten Seite, und aus dem An- und Zurückprallen der Gasmoleküle an der stärker erwärmten Seite der Blättchen resultirt ein gegen ihre Oberfläche senkrecht gerichteter Druck, welcher das Rädchen im beobachteten Sinne drehen muss.

Ausser durch die Wirkung strahlender Wärme wird diese Bewegung noch durch die Wärmeleitung des Gases erzeugt. Die Gasmoleküle erlangen durch das Anprallen an den heissen Draht eine grössere Moleculargeschwindigkeit und übertragen einen Theil ihrer lebendigen Kraft an die Flügel. Im ersten Falle entsteht die Bewegung durch eine blosse Reaction der anprallenden Gasmoleküle, im zweiten durch eine Uebertragung von lebendiger Kraft mittels der Stösse der Gasmoleküle. Beide Wirkungen summiren sich, da sie im gleichen Sinne erfolgen, und daher die lebhafte Rotation, die man gewöhnlich hier beobachtet.

Schliesslich möge hier die Erklärung des S. 107 erwähnten radiometrischen Versuches Platz finden. Die Zeichnung stellt uns den Querschnitt eines Radiometers mit cylindrischem Glasgefässe und einem Flügelpaar aus Aluminiumblättchen (schwarz) dar, welche einerseits mit Glimmer bedeckt sind. Wird das Glasgefäss mit der Hand oder mittels strahlender Wärme einer heissen Metallplatte erwärmt, so werden dunkle Wärmestrahlen in der Glaswand absorbirt und gelangen nur indirect zu den Flügeln. Die Wärmebewegung der Glaswände wird mittels Strahlung und Molecularbewegung des Gases auf die Flügel übertragen; während aber an der Glimmerseite nur die oberste Schicht des Blättchens wegen der schlechten Leitungsfähigkeit desselben erwärmt wird, wird im Aluminiumblättchen die Wärmebewegung der obersten Schicht an die darunter liegenden abgegeben, und da andererseits auch das Emissionsvermögen für die Wärme bei Aluminium grösser ist als bei Glimmer, so wird die Oberfläche des letzteren eine höhere Temperatur besitzen und daher das Rädchen mit dem Aluminium sich vorwärts bewegen.

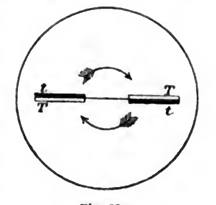


Fig. 38.

1) Sitzungsber. d. Wien. Akad. Bd. 79 S. 391.

Folgerungen aus den Versuchen.

Causas rerum naturalium non plures admitti debere, quam quae et verae sint et earum phaenomenis explicandis sufficiant (Princ. lib III). *Newton.*

Ein anfänglich in Ruhe sich befindliches Massensystem bewegt sich, wenn in demselben innere Kräfte, d. h. solche, dass einer Action eine Reaction entspricht, zur Wirkung gelangen, in solcher Weise, dass die Lage des Schwerpunktes des ganzen Systems ungeändert bleibt.

Das überraschende Resultat, dass die strahlende Elektrodenmaterie und Flügel nicht nach entgegengesetzter Richtung, wie Herr Crookes nach dem Principe der Erhaltung des Schwerpunktes folgerichtig angenommen hat, sondern in gleicher Richtung sich bewegen, wäre somit eine Ausnahme von dem erwähnten Principe. Da aber die Natur keine Grammatik ist, so ist dieser scheinbare Widerspruch nur durch die Annahme zu lösen, dass die Kräfte, welche die Elektrodentheilchen losreissen und dieselben fortschleudern, äussere Kräfte sind. Nur diese Annahme erklärt jene scheinbare Ausnahme vom Princip der Erhaltung des Schwerpunktes.

Wenn wir nach dem Wesen dieser äusseren Kräfte forschen, so drängt sich von selbst die Idee auf, dass der elektrische Strom ein wirkliches Fliessen einer sehr feinen, alle Körper durchdringenden Materie, des Aethers, sein dürfte, woraus sich die erwähnte, ganz unerwartete Thatsache mit Leichtigkeit erklären würde. Analog wie ein Luftstrom, der durch eine mit staubiger Baumwolle gefüllte Röhre streicht, nicht bloss einzelne Staubtheilchen mitreissen, sondern auch die Baumwolle fortschieben wird, müsste auch der Aetherstrom nicht bloss einzelne Elektrodentheilchen losreissen, sondern auch die bewegliche Elektrode in gleicher Richtung bewegen.

Ich wüsste nicht, wie diese Thatsache nach der jetzt herrschenden dualistischen Ansicht zu erklären wäre, nach welcher in einem vom elektrischen Strom durchflossenen Leiter zwei gleiche Mengen ungleichnamiger Elektricitäten in entgegengesetzter Richtung fliessen.

Ebenso wenig lässt sich nach dieser Hypothese eine zweite, schon längst bekannte Thatsache erklären, dass der elektrische Strom nur von einem Pol die Theilchen mechanisch losreisst.

Wollte man etwa annehmen, dass nur jene Bewegung, welche als negative Elektricität sich manifestirt, die Theilchen trennen kann, so

finden wir noch eine Thatsache, dass der Strom vom positiven Pol die Theilchen loszureissen vermag, wie es bei der elektrischen Lampe der Fall ist, bei welcher die Theilchen von der positiven zur negativen Kohlenspitze übergeführt werden.

Unter Annahme, dass der elektrische Strom ein wirkliches Fliessen des Aethers ist, können die erwähnten Thatsachen mit Leichtigkeit erklärt werden.

Ich will schon hier einem Einwande begegnen, der möglicherweise gegen die Aethertheorie des elektrischen Stromes erhoben werden könnte, nämlich dass die mechanische Wirkung des letzteren sehr bedeutend sein kann, während doch die Masse des Aethers verschwindend klein ist. Nach der Berechnung des Herrn P. Glan hätte der Aether in einem bestimmten Raume (z. B. 1 ^{ccm}) jedenfalls mehr Masse als der hundertbillionte Theil desselben Raumes, wenn er mit Wasserstoff von normaler Dichte gefüllt wäre. Der von Herrn Thomson angegebene obere Grenzwerth für die Dichte des Aethers ist 7400 mal grösser[1]).

Die mechanische Wirkung bewegter Massen hängt von der lebendigen Kraft mv^2 ab, sie ist somit desto grösser, je grösser die Masse oder das Quadrat der Geschwindigkeit der Bewegung ist. Man könnte somit die grossen mechanischen Wirkungen des elektrischen Stromes entweder durch grosse Geschwindigkeit bewegter Elektricitätsmengen bei geringen elektrischen Massen oder umgekehrt durch grosse Elektricitätsmengen bei geringer Stromgeschwindigkeit erklären. Das Letztere scheint indessen der Fall zu sein, und das mechanische Losreissen eines Elektrodentheilchens durch den elektrischen Strom würde somit durch Uebertragung einer sehr grossen Elektricitätsmenge, welche durch den Leiter mit geringer Geschwindigkeit fliesst, vor sich gehen.

Hier sei noch bemerkt, dass die Wheatstone'schen Versuche über die Ungleichzeitigkeit der Funken an verschiedenen Unterbrechungsstellen des Leitungsdrahtes über die Stromgeschwindigkeit keinen Aufschluss geben. Im Sinne der Aethertheorie des elektrischen Stromes würden diese Versuche nur beweisen, dass ein Ueberschuss oder Mangel an Aether, eine Verdichtung oder Verdünnung desselben, welche an einer Stelle der Leitung erzeugt wird, mit einer sehr grossen Geschwindigkeit sich fortpflanzt. Dass diese Geschwindigkeit „der

1) Wied. Ann. Bd. 7 S. 658.

Stromverbreitung", wie sie W. Weber nennt[1]), von derselben Ordnung sein wird wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, war nach der Wellentheorie a priori zu erwarten und wird durch die Weatstone'schen Versuche bestätigt.

Während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bewegung von Theilchen zu Theilchen sehr gross ist, ist die diesen Theilchen eigenthümliche Bewegung, die Stromgeschwindigkeit, sehr gering und ergibt sich nach Weber für feuchte Leiter (Wasser) zu $^1/_2$ mm in der Secunde.

Weber findet, dass bei einem Strome, dessen Intensität nach elektrolytischem Maasse = 1 ist, eine positive Elektricitätsmenge mit $^1/_9$ mgr Wasserstoff in der einen Richtung und eine gleich grosse negative Elektricitätsmenge von $106^2/_3 \times 155370 \times 10^6$ Einheiten zusammen mit $^8/_9$ mgr Sauerstoff verbunden in entgegengesetzter Richtung durch den Querschnitt des Leiters in 1 Secunde geht, woraus folgt, dass in 1 mgr Wasser $106^2/_3 \times 155370 \times 10^6$ Einheiten positiver und gleich viel negativer Elektricität enthalten sein müsse, die sich aber zusammen mit ihren ponderablen Trägern nur mit der erwähnten Geschwindigkeit von $^1/_2$ mm in der Secunde fortbewegen, wenn der Querschnitt des feuchten Leiters nur ein Quadratmillimeter gross ist.

Unter dieser Voraussetzung kann es nunmehr nicht befremdend sein, dass eine äusserst feine Materie wie der Aether dennoch eine auffallend heftige Wirkung erzeugen, die unvergleichlich grösseren Körpermoleküle in Wärmebewegung versetzen und unter Umständen dieselben vom Körper lostrennen und mit einer bedeutenden Geschwindigkeit fortschleudern kann. Aus der Natur der Sache ergibt sich, dass dieses Losreissen der Theilchen nur an der Austrittstelle des Stromes stattfinden wird, womit jedoch nicht gesagt werden soll, dass am entgegengesetzten Pol in Folge einer anderen Ursache, etwa einer starken Erhitzung, eine Fortführung der wägbaren Materie nicht geschehen könnte.

Ausserdem werden die Aethertheilchen in den Räumen zwischen den Molekülen wägbarer Materie sich reiben und einen Theil der Energie ihrer Bewegung an die Körpermoleküle übertragen, wodurch in den letzteren schwingende Bewegungen ähnlich angeregt werden

1) Abhandlungen über elektrodynamische Maassbestimmungen. Abhandl. 2 S. 299.
2) a. a. O. Abhandl. 4 S. 281.

wie die Schwingungen der Saiten einer Aeolsharfe durch die progressive Bewegung der Luftströme.

Wollte man aus der Bewegungsrichtung der losgerissenen Elektrodentheilchen auf die Richtung des hypothetischen Aetherstromes schliessen, so müsste angenommen werden, dass derselbe bei Inductionsströmen in luftverdünnten Räumen vom negativen zum positiven Pol, dagegen bei galvanischen Strömen in umgekehrter Richtung geht, weil bei den letzteren die Ueberführung der losgerissenen Theilchen vom positiven zum negativen Pol stattfindet, wenn die Elektroden vom gleichen Metall und annähernd gleicher Form sind.

Halten wir diese zwei Thatsachen zusammen, so haben wir beim galvanischen Strom an seiner Austrittstelle freie positive und beim Inductionsstrom freie negative Spannung.

Wir können daher folgende Frage stellen: Kann an der Austrittstelle des Aetherstromes eine Umkehrung der Spannungen stattfinden und worin besteht die Ursache davon?

Die Erklärung ergibt sich ohne Zuhilfenahme irgend einer Hypothese bloss aus den bisher erkannten, experimentell nachgewiesenen Gesetzen der Strömung, welche alle Flüssigkeiten, also auch der Aether, befolgen müssen.

Es sollen diese Gesetze zuerst an einer wägbaren Flüssigkeit, etwa überhitztem Dampf, erläutert werden. Die Fig. 39 stellt uns

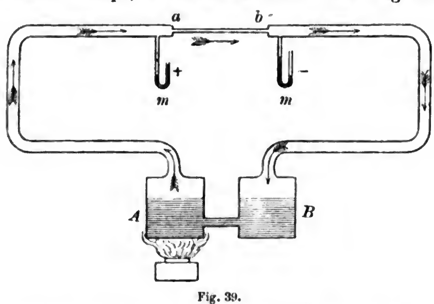


Fig. 39.

eine Röhrenleitung dar, welche mit zwei mit Wasser gefüllten communicirenden Gefässen in Verbindung steht. In *A* wird der Dampf erzeugt und überhitzt; derselbe fliesst durch das Röhrensystem, in welches eine Capillare *a b* eingeschaltet und mit zwei offenen Manometern *m* versehen ist, und condensirt sich in *B*.

Es ist leicht einzusehen, dass das Manometer in *a* ein Stauen und in *b* eine Verdünnung des Dampfes anzeigen wird. Der Ueberschuss an Dampf soll mit + und der Mangel mit — bezeichnet werden.

Wird statt der Capillare ein Gefäss von grösserem Querschnitte als jener der Röhrenleitung eingeschaltet, so entsteht an der Austrittstelle eine Verdünnung (—) und an der Eintrittstelle in die Röhrenleitung eine Verdichtung (+).

Ganz analog wird der durch chemische Kräfte in der Batterie continuirlich erzeugte Aetherstrom bei seinem Eintritte in den Leiter vom grösseren Widerstande sich stauen und beim Austritte aus demselben sich verdünnen. An der ersten Stelle wird Ueberschuss, an der letzteren ein Mangel an Aether oder positive und negative freie Spannung entstehen. Dieser Fall findet bei der elektrischen Lampe statt, in welcher die Luftstrecke zwischen den Kohlenspitzen für den galvanischen Strom einen bedeutenden Widerstand bietet.

Die Luftstrecke in den evacuirten Röhren ist im Vergleich zu der Luftstrecke zwischen den Kohlenspitzen viel grösser, es ist aber auch die Spannung der Inductionsströme ungleich grösser als die der galvanischen Ströme. Für den Inductionsstrom bietet die Luftstrecke in der evacuirten Röhre einen geringen Widerstand und daher der negative Pol an der Eintrittstelle in die Luftstrecke.

Die Erklärung der Umkehrung der Elektricitätsspannungen an den Polen lässt gewiss an Einfachheit kaum etwas zu wünschen übrig, und die Analogie zwischen den Erscheinungen der Flüssigkeitsströmungen und denen der elektrischen Ströme ist so gross, dass es nicht leicht möglich wäre, sie nicht anzuerkennen. Auch wüsste ich nicht, wie man die Thatsache der Umkehrung der Pole nach der jetzt herrschenden elektrischen Theorie besser und einfacher erklären könnte.

Aus der aufgestellten Hypothese über das Wesen des elektrischen Stromes lässt sich noch eine Folgerung ziehen, welche mit der Beobachtung in bester Uebereinstimmung ist. Wird eine Batterie durch einen Draht geschlossen, so leistet er dem nach Ausgleich strebenden Aether einen Widerstand, und es wird daher im Drahte ein theilweises Stauen des Aethers stattfinden, welches, am positiven Pol beginnend, gegen die Mitte des Drahtes bis zu einer Stelle, an der die freie Spannung null ist, abnehmen wird. Jenseits dieser

Grenze wird sich ein Mangel an Aether, also negative freie Spannung in stets zunehmender Weise manifestiren, ganz analog dem Druckgefälle bei strömenden Flüssigkeiten. Während diese Vertheilung freier Spannungen im Leitungsdraht nach der Aethertheorie sich als selbstverständlich ergibt, bleibt uns die herrschende dualistische Theorie die Antwort schuldig auf die Frage, warum die freien Elektricitäten durch den Leitungsdraht sich nicht mit einander vereinigen, da sie es sonst doch in ausserordentlich kurzer Zeit thun.

Andererseits ist es klar, dass sich die Sache ähnlicherweise auch in evacuirten Röhren verhalten wird. An der Eintrittstelle des Aetherstromes in die Gassäule entsteht ein Mangel an Aether, d. h. eine negative freie Spannung, während am positiven Pol ein Stauen des Aethers, positive freie Spannung stattfindet. Es muss daher zwischen beiden Polen eine Stelle geben, die sich gegen andere Körper weder positiv noch negativ elektrisch verhalten wird, und diese indifferente Stelle würde sehr gut auf den dunklen Raum zwischen dem positiven Lichtbüschel und Glimmlichte passen[1]).

Für diese Annahme spricht die von de la Rive durch directe Versuche erwiesene Thatsache, dass der dunkle Raum kälter ist als die übrige Entladungsstrecke und dass in demselben eine deutliche Elektricitätsströmung nicht nachzuweisen ist[2]).

Die obige Annahme ist auch in bester Uebereinstimmung mit den Resultaten der elektroskopischen Untersuchungen von evacuirten Röhren, welche von einem Inductionsstrome durchflossen werden.

Wird eine vom Inductionsstrome durchflossene und an beiden Elektroden isolirte Röhre mittels eines Stanniolstreifens mit einem Elektroskop verbunden und an verschiedenen Stellen untersucht, so zeigt sich, wie Herr G. Wiedemann nachgewiesen hat, dass die Röhre in der Nähe des negativen Poles negativ elektrisch ist und positiv elektrisch in der Nähe des positiven Poles. Beide elektrischen freien Spannungen nehmen gegen den dunklen Raum ab und sind hier fast null. Die geringe Spannung der Glasröhre um den dunklen Raum erklärt sich zur Genüge dadurch, dass die Fortpflanzung der Elektricität auch durch das Glas geschieht und dass in diesem Leiter die indifferente Schicht an eine andere Stelle als in der inneren Gassäule fallen kann. Davon überzeugt man sich, wenn nur eine Elektrode

1) Zu unterscheiden vom dunklen Raume unmittelbar an der negativen Elektrode.
2) Pogg. Ann. Bd. 158 S. 271.

des Rohres geladen, die andere abgeleitet wird. Die Röhre erscheint an der abgeleiteten Elektrode indifferent und ist der ganzen Länge nach gleichnamig elektrisch mit der geladenen Elektrode[1]).

Ist die gegebene Erklärung des dunklen Raumes richtig, so liesse sich die Schichtenbildung des positiven Lichtbüschels auf folgende Weise erklären. Es liegt der Gedanke nahe, dass der dunkle Raum nur die erste dunkle Schicht ist und dass alle dunklen Stellen im positiven Lichtbüschel ebenso viel indifferente Stellen oder Schichten von Spannung null sind, deren Ursprung auf mechanische Weise sich erklären liesse. Die intermittirenden Entladungen der von der Elektrode losgerissenen Theilchen werden in der eingeschlossenen Luftsäule Verdichtungen und Verdünnungen erzeugen, welche um so regelmässiger verlaufen werden, je regelmässiger der Unterbrecher schwingt. Die Zahl dieser Wellen wird von der Natur des Gases, der Form des Gefässes und der Elektroden abhängen.

Da ferner das verdünnte Gas den Entladungen einen geringeren Widerstand leistet als das verdichtete, so werden an den Ein- und Austrittstellen in die Verdichtungen abwechselnd positive und negative Spannungen entstehen. An der Stelle der grössten Verdichtung wird, wie in der Zeichnung (Fig. 40) angegeben, positive und an der Stelle der grössten Verdünnung negative freie Spannung entstehen. Dazwischen werden die indifferenten (0) Stellen liegen.

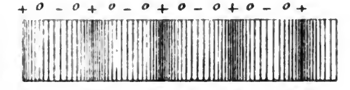


Fig. 40.

Dass in den Schichten nicht abwechselnd auch die blaue Färbung des Glimmlichtes erscheint, ist damit zu erklären, dass hier Elektrodentheilchen fehlen. Nur einmal beobachtete ich an der der negativen Elektrode zugewendeten Seite der ersten hellen, weisslichen Schicht eine ungefähr 1^{mm} dicke, sehr deutliche, blaue Oberfläche. Solche oberflächlich blau gefärbte Schichten soll auch Herr Ciamician, der sich in letzter Zeit mit Spectralröhren viel beschäftigte, gesehen haben.

Die Verdichtungen und Verdünnungen der Luftsäule werden gewiss in der ganzen Röhre entstehen, wenn überall das Gas im gleichen Bewegungszustande begriffen wäre. Dass diese Schichtenbildung im

---

1) Pogg. Ann. Bd. 158 S. 69.

Glimmlicht durch die heftig fortgeschleuderten Elektrodentheilchen modificirt werden muss, ist zu erwarten.

Ebenso wird bei einer stetigen Entladung des elektrischen Stromes keine Schichtenbildung zu gewärtigen sein.

Wird die Röhre stärker evacuirt, so müssen die Wellenlängen zunehmen, zugleich aber die Anzahl der Wellen geringer werden, weil das Glimmlicht desto weiter hinausfluthet, je geringer der Bewegungswiderstand des zurückgebliebenen Gases ist. Wird das Glimmlicht mit Hilfe eines Magneten in der Nähe der negativen Elektrode zurückgedrängt, so können die Schichten in dem vom Glimmlicht freien Raume entstehen. Die Schichten verschwinden ganz, wenn das Glimmlicht bis zur positiven Elektrode hinausfluthet.

Mit der Erklärung der Schichtenbildung haben sich sehr viele Forscher beschäftigt: es würde jedoch die Grenzen dieser Abhandlung überschreiten, wollte ich auf diesen Gegenstand näher eingehen; daher verweise ich auf eine sorfältige Zusammenstellung der diesbezüglichen Literatur, welche Herr A. v. Urbanitzky in seiner Inaugural-Dissertation „Ueber die Schichtung des elektrischen Lichtes“ veröffentlichte.

So viel ich das weite Gebiet der Elektricitätsleitung in verdünnten Gasen übersehe, kann ich mich der Ueberzeugung nicht verschliessen, dass nur die Annahme einer einzigen bewegten Flüssigkeit jene elektrischen Erscheinungen, welche für die dualistische Theorie bisher ein unlösbares Räthsel geblieben sind, in ungezwungener Weise erklären kann. Und wenn die gegebene Erklärungsweise vielleicht sehr einfach erscheinen mag, so ist sie andererseits deutlich und frei von neuen Hypothesen und Mysticismus. Daher kann auch dieser Umstand nach meiner Ueberzeugung den Grad ihrer Wahrscheinlichkeit nur erhöhen, da sich ja noch immer gezeigt hat, dass die einfachere Erklärung auch immer die natürlichere war.

Die Aethertheorie der Elektricität ist besonders im letzten Decennium zum Gegenstand eines tieferen Studiums geworden. Bekanntlich versuchte schon Franklin die zu seiner Zeit bekannten elektrischen Erscheinungen durch Annahme einer einzigen elektrischen Flüssigkeit zu erklären. Es gelang ihm jedoch nicht, die Abstossung zweier elektrischer negativer Körper zu begründen, und so musste die Ansicht von Franklin und der „Unitarier“ jener der „Dualisten“, welche die elektrischen Erscheinungen mit zwei Flüssigkeiten erklären wollen, das Feld räumen. Erst in der letzten Zeit ist von gewiegten wissen-

schaftlichen Männern die unitarische Idee wieder aufgenommen und mit Erfolg weiter ausgebildet worden.

Hier muss ich vor allem eines verdienstvollen Mannes, des Astronomen Angelo Secchi, gedenken, welcher die Idee, dass der elektrische Strom ein wirkliches Fliessen des Aethers ist, bereits im Jahre 1863 in seinem Buche „Die Einheit der Naturkräfte“ klar ausgesprochen und, mit Zuhilfenahme der bisher bekannten experimentell geprüften Gesetze der Hydrodynamik, die meisten elektrostatischen und elektrodynamischen Erscheinungen in einfacher und klarer Weise erklärt hat.

Nachher hat auch Herr E. Edlund (1871)[1]), ausgehend von der Annahme eines einzigen Fluidums, für die gegenseitige Einwirkung zweier Stromelemente die von Ampère gegebene empirische Formel abgeleitet, welche die Gesetze aller elektrodynamischen Erscheinungen beherrscht. Dabei stützt er sich auf zwei fundamentale Principien, nämlich 1. auf das Archimedische Princip, dessen Anwendbarkeit auf Phänomene dieser Art unbestreitbar erscheint und durch diamagnetische Versuche Plücker's experimentell bestätigt worden ist; 2. auf das Princip, dass alles, was in der äusseren Natur vorgeht oder geschieht, eine gewisse Zeit erfordert. Ausserdem gelang es Herrn Edlund, die meisten Erscheinungen des galvanischen Stromes auf die Aethertheorie zurückzuführen.

Wenn ich mich auch der Ueberzeugung nicht verschliessen kann, dass die Aethertheorie nur wenige und zaghafte Anhänger hat, so glaubte ich dennoch nicht bloss die experimentellen Resultate meiner Untersuchungen über strahlende Elektrodenmaterie, sondern auch die Schlussfolgerungen, die ich daraus ziehe, der Oeffentlichkeit mittheilen zu sollen. Audiatur et altera pars!

Schliesslich sei es mir noch gestattet, an dieser Stelle Herrn Hofrath Stefan für die Bereitwilligkeit, mit der er seinen grossen Rühmkorff'schen Apparat zu meiner Verfügung stellte, meinen verbindlichsten Dank auszudrücken.

Nachschrift.

Während der Drucklegung dieser Abhandlung erschien eine umfangreiche Schrift „Eine neue Form elektrischer Abstossung von Dr. Eugen Goldstein“, welche die Vergrösserung des Schattens be-

1) Pogg. Ann. Erg.-Bd. 6 S. 95 u. 241.

handelt, den ein von Elektrodenmaterie bestrahlter Körper, der zugleich negative Elektrode ist, auf der gegenüberliegenden Wand entwirft, indem er die vorbeigehenden Strahlen der Elektrodenmaterie ablenkt. Die Erklärung dieser Erscheinung ergibt sich von selbst aus der S. 95 von mir gegebenen Theorie der molecularen elektrischen Convection unter Berücksichtigung des Umstandes, dass Körper sowohl als Elektrode negativ elektrisch sind. Aus dieser Schrift soll nachträglich nur die Ansicht des Herrn Verfassers über die Ursache der Phosphorescenzerregung angeführt werden. Darüber findet sich S. 6 folgende Bemerkung: „Das Phosphorescenzlicht der Wandung wird nach weiteren Versuchen nicht veranlasst von ultraviolettem Lichte der ganzen zwischen Kathode und Wand gelegenen Gasmasse, sondern nur die äusserste, unmittelbar sich anschmiegende Oberfläche der glühenden (vgl. S. 87) Gasmasse erregt jenes Leuchten der Gefässwand. Das durch freie Theile des Raumes sich ausbreitende Kathodenlicht besitzt den für die Phosphorescenzerregung erforderlichen (?) Reichthum an ultravioletten Strahlen überhaupt nicht, auch nicht an seiner äusseren Oberfläche, falls diese noch innerhalb eines freien, von keiner festen Wand durchschnittenen Raumes liegt; sondern nur, wenn das Kathodenlicht an eine feste Wand stösst, gleichviel in welchem Abstande von der strahlenden Elektrode, überzieht es sich mit einer vorläufig unmessbar dünnen Schicht von kräftig ultraviolett (?) leuchtenden Molekülen, so weit der Durchschnitt des Kathodenlichtes mit der festen Wandung sich erstreckt.“

Wie aber das Leuchten der Moleküle veranlasst wird, dafür gibt der Herr Verfasser keine Erklärung. (S. 86.)

Die Beziehung zwischen dem Wärmeleitungsvermögen und dem elektrischen Leitungsvermögen der Metalle.

Von

H. F. Weber

in Zürich.

(Aus der Vierteljahrsschrift der Züricher Naturforschenden Gesellschaft vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

1. Forbes[1]) hat im Jahre 1831 zuerst bemerkt, dass die Reihenfolge, nach welcher sich die Metalle bezüglich der Höhe ihres elektrischen Leitungsvermögens ordnen lassen, nahezu vollständig mit der Reihenfolge übereinstimmt, in welcher die Metalle in Betreff der Güte ihres Wärmeleitungsvermögens auf einander folgen.

Mehr als zwanzig Jahre später haben die Herren Wiedemann und Franz[2]) in einer umfangreichen Arbeit die relativen Wärmeleitungsvermögen von neun Metallen mit möglichster Sorgfalt gemessen und die gefundenen Werthe mit den für dieselben Metalle von anderen Physikern ermittelten relativen Werthen des elektrischen Leitungsvermögens verglichen. Sie fanden, dass der Quotient aus dem relativ gemessenen elektrischen Leitungsvermögen in das relativ gemessene Wärmeleitungsvermögen für alle die untersuchten Metalle fast genau der gleiche ist, dass also die von Forbes bemerkte Beziehung in der That zutrifft.

Auch Herr F. E. Neumann[3]) kam bei seinen absoluten Messungen des Wärmeleitungsvermögens, die er in den Jahren 1860 bis 1863 für die Metalle Kupfer, Messing, Zink, Neusilber und Eisen ausführte, zu dem Schluss, dass der Quotient aus dem elektrischen Leitungsvermögen in das Wärmeleitungsvermögen nahezu constant ist; die Werthe dieses Quotienten betrugen für die genannten Metalle 17,6,

---

1) Philosoph. Magazine 1834 Vol. 4 p. 15.

2) Pogg. Ann. 1853 Bd 89 S. 530.

3) Annales de Chimie et de Physique 1863 Sér. III T. 66 p. 185.

19,8, 17,1, 19,9 und 18,9. Die vorhandenen kleinen Schwankungen dieses Quotienten glaubte Herr Neumann auf Rechnung des Umstandes setzen zu müssen, dass die Temperaturen, aus welchen die Wärmeleitungsvermögen berechnet wurden, nicht für alle untersuchten Metalle genau die gleichen waren.

In einer viel strengeren, einwurfsfreieren Weise als die bisher angeführten Untersuchungen die Beziehung zwischen dem thermischen und dem elektrischen Leitungsvermögen der Metalle untersucht hatten, prüfte Herr R. Lenz[1]) im Jahre 1869 die Gültigkeit dieser Beziehung von neuem. Seine Untersuchungen bezogen sich auf die Metalle Kupfer, Messing, Neusilber und Eisen und führten ihn zu dem Resultat, dass der Quotient aus dem elektrischen Leitungsvermögen in das Wärmeleitungsvermögen für die verschiedenen Metalle vollkommen derselbe ist.

Seitdem wurde die Proportionalität der Leitungsvermögen der Metalle für Wärme und Elektricität allgemein angenommen.

Dieses Resultat der besprochenen Experimentaluntersuchungen befindet sich indes mit unseren bisherigen Vorstellungen über den Process der Wärmeleitung in ponderablen Substanzen in vollkommenem Widerspruch. Nach diesen Vorstellungen steht die Wärmemenge, die im Innern einer Substanz auf dem Wege der Wärmeleitung von Schicht zu Schicht übertragen wird, in dem engsten Zusammenhange mit der specifischen Wärme der Volumeneinheit. Für die Gase ist dieser Zusammenhang sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite schon seit einigen Jahren festgestellt, und für die tropfbaren Flüssigkeiten habe ich ihn in einer kürzlich publicirten ausführlichen Experimentaluntersuchung klar zu legen gesucht. Wäre für die metallischen Wärmeleiter keine solche Abhängigkeit des Wärmeleitungsvermögens von der specifischen Wärme der Volumeneinheit vorhanden, so würde der Process der Wärmeleitung in Metallen mit einer von Schicht zu Schicht erfolgenden Uebertragung der lebendigen Kraft der ponderablen Massentheile nichts zu thun haben und es wäre die Wärmeleitung in Metallen ein vorläufig völlig räthselhafter Vorgang.

Eine nähere Durchsicht der Versuche, auf welche sich die obige Annahme stützt, drängte mir aber die Ueberzeugung auf, dass die

---

1) Bull. de l'Académie de St.-Pétersbourg 1870 T. 15 p. 54—59.

behauptete Constanz des Quotienten aus dem elektrischen Leitungsvermögen in das Wärmeleitungsvermögen der Metalle auf höchst unsicherem Boden ruht. Diese Behauptung stützt sich theils auf Versuchsresultate, die mit Hilfe der von Fourier in die Theorie der Wärmeleitung eingeführten, aber nur sehr näherungsweise zutreffenden Prämissen aus den Beobachtungen abgeleitet worden sind und welche daher unmöglich völlig exact sein können — dahin gehören die Untersuchungen der Herren Wiedemann und Franz und die Messungen des Herrn F. E. Neumann; theils beruht diese Behauptung auf Versuchsergebnissen, die zwar aus exacten Voraussetzungen abgeleitet wurden, die sich aber nur auf einige wenige Metalle beziehen, welche fast genau dieselbe specifische Wärme der Volumeneinheit haben, so dass aus ihnen gar nichts über die etwa bestehende Abhängigkeit des Wärmeleitungsvermögens von der specifischen Wärme der Volumeneinheit gefolgert werden kann — dahin gehören die Untersuchungen, welche Herr R. Lenz ausgeführt hat.

Ich habe es deswegen für nöthig erachtet, neue messende Versuche zur Aufklärung der Beziehung zwischen dem Wärmeleitungsvermögen und dem elektrischen Leitungsvermögen der Metalle anzustellen. Um möglichst fehlerfreie Aufschlüsse in dieser Richtung zu erhalten, habe ich die beiden Leitungsvermögen in absolutem Maasse bestimmt und die Theorie der zur Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit benutzten Methode in voller Strenge und auf Grund von Prämissen entwickelt, die mit der Erfahrung in vollkommenem Einklang stehen; endlich habe ich die beiden Leitungsvermögen an genau demselben Metallstück gemessen, so dass sich die gefundenen Leitungsvermögen eines Metalles für Wärme und Elektricität auf vollkommen identische Substanz beziehen. Letzteres war zur Erlangung sicherer Resultate unumgänglich nothwendig, da ja bekanntlich sowohl das Wärmeleitungsvermögen als auch das elektrische Leitungsvermögen desselben Metalles von Varietät zu Varietät in der allererheblichsten Weise variirt.

2. Zur Messung der absoluten Wärmeleitungsfähigkeit habe ich für die meisten der untersuchten Metalle die Abkühlung eines Ringes in einem Raume von constanter Temperatur benutzt. Zur Berechnung dieser Abkühlung habe ich an Stelle der von Fourier in die Theorie der Wärmeleitung eingeführten, aber der Erfahrung widerstreitenden Prämissen — nach welchen die specifische Wärme

der Volumeneinheit, das innere und das äussere Wärmeleitungsvermögen Constante sind — die allgemeinere und mit der Erfahrung in vollkommenem Einklang stehende Voraussetzung eingeführt, dass diese drei den Process der Wärmeleitung bestimmenden Elemente lineare Functionen der Temperatur sind. Die auf Grund dieser Voraussetzung entwickelte Theorie der Wärmeleitung im Ring schliesst demnach das schon von Fourier behandelte Problem der Wärmeleitung im Ring als speciellen Fall ein.

Der metallene Ring, dessen Wärmeleitungsfähigkeit gemessen werden sollte, wurde in einen Raum mit der constanten Temperatur u_a gebracht und in einem seiner (überall gleichen) Querschnitte dauernd so lange auf die hohe Temperatur U erwärmt, bis die Temperaturvertheilung im ganzen Ringe eine stationäre geworden war. Hierauf wurde die Heizung unterbrochen und die nun erfolgende Abkühlung wurde messend verfolgt. Aus dem beobachteten zeitlichen Verlaufe der Abkühlung lassen sich die Werthe des inneren und äusseren Wärmeleitungsvermögens der Ringsubstanz und deren Veränderlichkeit mit steigender Temperatur bestimmen.

Der Halbmesser der Ringmittellinie sei r; p sei der Umfang und q sei die Fläche des überall gleichen Ringquerschnittes. Von diesen drei Grössen darf angenommen werden, dass sie unveränderlich mit der Temperatur sind, da die thermischen Ausdehnungscoëfficienten der Metalle sehr kleine Grössen sind gegenüber den Temperaturcoëfficienten der specifischen Wärme, des inneren und des äusseren Wärmeleitungsvermögens. Es werde angenommen: für die Temperatur u sei die specifische Wärme der Volumeneinheit

$$c = c_0 + c_1 \cdot u$$

und das innere Wärmeleitungsvermögen

$$k = k_0 - k_1 \cdot u.$$

Dieses sind Annahmen, die für alle bis jetzt von mir untersuchten festen Metalle zutreffen. Bezüglich des äusseren Wärmeleitungsvermögens soll die Voraussetzung gemacht werden, dass das Oberflächenelement dS, welches zur Zeit t die Temperatur u besitzt, während des Zeitelementes dt an eine kühlere Umgebung von der constanten Temperatur u_a die Wärmemenge

$$[h_0 (u - u_a) + h_1 (u - u_a)^2]\, dS \cdot dt$$

abgibt. Dieses für den Vorgang der äusseren Wärmeleitung zu

Grunde gelegte Elementargesetz wurde in jeder angeführten Versuchsreihe auf seine Richtigkeit geprüft und wurde stets als in vollkommenstem Einklang mit der Erfahrung stehend befunden.

Auf Grund dieser verallgemeinerten Fourier'schen Prämissen lässt sich zunächst die partielle Differentialgleichung angeben, welcher die Temperatur in jedem Volumenelemente des Ringes und in jedem Zeitmomente genügen muss. Der Einfachheit der Rechnung halber möge angenommen werden: die Querschnittsdimensionen des Ringes seien so gewählt, dass die Temperaturen aller Massenpunkte je eines Querschnittes in jedem Zeitelemente gleich seien, dass also die Bewegung der Wärme im Ring nur eine lineare, in Richtung der Mittellinie der Ringquerschnitte erfolgende sei. Durch Rechnung lässt sich mit voller Strenge ermitteln, wie gross die Querschnittsdimensionen des Ringes gewählt werden dürfen, damit die grösste in einem Ringquerschnitt vorkommende Temperaturdifferenz einen festgesetzten kleinen Betrag nicht überschreiten soll. Ich habe die Querschnittsdimensionen der untersuchten Metallringe stets so gewählt, dass die grösste in einem Querschnitt vorkommende Temperaturdifferenz kleiner ausfiel als der 500. Theil der mittleren Temperatur dieses Querschnittes[1]). Nehmen wir die Mittellinie der auf einander folgenden Ringquerschnitte als die Abscissenachse der x an, so hat die Temperatur u in jedem Ringelement und in jedem Zeitmoment t die partielle Differentialgleichung zu erfüllen:

$$c_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c_1}{2} \cdot \frac{\partial(u^2)}{\partial t} - k_0 \frac{\partial^2(u)}{\partial x^2} + \frac{k_1}{2} \cdot \frac{\partial^2(u^2)}{\partial x^2} + \frac{h_0 p}{q}(u - u_a) + \frac{h_1 p}{q}(u - u_a)^2 = 0$$

1) Bisher war unter den Experimentatoren auf dem Gebiete der Wärmeleitung allgemein die Ansicht verbreitet, dass die Querschnitte von Stäben, deren Wärmeleitungsfähigkeit nach den bisher üblichen Methoden bestimmt werden sollte, ausserordentlich klein sein müssten, kleine Bruchtheile eines Quadratcentimeters betragen müssten, damit die Wärmebewegung als eine lineare betrachtet werden dürfe. Diese Auffassung beruht auf einem Irrthum. Aus den Principien der Theorie der Wärmeleitung lässt sich folgern, dass z. B. ein einseitig erwärmter Kupferstab einen Querschnitt von ca. 10 cm Höhe und ca. 10 cm Breite haben darf, ohne dass die grösste in je einem Querschnitt vorkommende Temperaturdifferenz den 1000. Theil der mittleren Temperatur dieses Querschnittes übersteigt. Für eine andere Substanz mit kleinerem Leitungsvermögen müsste man zur Erreichung derselben näherungsweisen Gleichheit der Temperatur in allen Punkten eines Stabquerschnittes die angegebenen Querschnittsdimensionen im Verhältnis der kleineren Leitungsfähigkeit der Substanz zu der des Kupfers verkleinern.

oder, falls $u - u_a$ mit v bezeichnet und

$$\left.\begin{array}{l} c_0 + c_1 \cdot u_a = c_a \\ k_0 - k_1 \cdot u_a = k_a \end{array}\right\} \text{ gesetzt wird,}$$

der folgenden partiellen Differentialgleichung Genüge zu leisten:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \cdot \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{\partial (v^2)}{\partial t} - \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{k_1}{c_a} \cdot \frac{\partial^2 (v^2)}{\partial x^2} + \frac{h_0 p}{c_a q} v + \frac{h_1 p}{c_a q} v^2 = 0. \quad (1$$

Der durch den Nullpunkt der Abscissenachse gehende Ringquerschnitt möge derjenige sein, welcher bis zu dem Eintritt des stationären Temperaturzustandes auf die Temperatur U erwärmt wurde. Die eine Bedingung, welcher die Lösung der Differentialgleichung 1 zu genügen hat, ist dann die folgende:

in jedem Zeitmomente ist

$$v_{x=+x} = v_{x=-x}. \quad (2$$

Eine weitere Bedingung, welche die Lösung v der obigen Differentialgleichung zu erfüllen hat, fliesst aus der Ringgestalt:

in jedem Zeitmomente muss

$$v_{x=x} = v_{x=x+2r\pi} \text{ sein.} \quad (3$$

Die Anfangsbedingung endlich, welcher v zu genügen hat, ist: es muss für $t = 0$ v denjenigen Werth v_0 haben, welcher der stationären Temperaturvertheilung entspricht. Diese stationäre Temperaturvertheilung wäre zunächst anzugeben. Sie ist, wie aus 1 hervorgeht, durch die Differentialgleichung bestimmt:

$$\frac{d^2 v_0}{dx^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{k_1}{k_a} \cdot \frac{d^2 (v_0^2)}{dx^2} - \frac{h_0 p}{k_a q} \cdot v_0 - \frac{h_1 p}{k_a q} v_0^2 = 0,$$

deren angenäherte Lösung (in welcher schon die Glieder mit den Quadraten und Producten der sehr kleinen Coëfficienten $\frac{h_1}{h_0}$ und $\frac{k_1}{k_a}$ fortgelassen sind) ist:

$$\left.\begin{array}{l} v_0 = M e^{-\lambda x} + N e^{+\lambda x} + \frac{1}{3} M^2 \left(\frac{h_1}{h_0} + \frac{2k_1}{k_a}\right) e^{-2\lambda x} + \\ \qquad + \frac{1}{3} N^2 \left(\frac{h_1}{h_0} + \frac{2k_1}{k_a}\right) e^{+2\lambda x} - \frac{2h_1}{h_0} M N \end{array}\right| \quad (4$$

$$\left[\lambda^2 = \frac{h_0 \cdot p}{k_a \cdot q} \text{ gesetzt}\right].$$

Die Constanten M und N sind durch die beiden für $x = 0$ und für $x = r\pi$ gültigen Bedingungsgleichungen bestimmt:

$$U - u_a = M + N + \frac{1}{3} M^2 \left(\frac{h_1}{h_0} + \frac{2 k_1}{k_a} \right) + \frac{1}{3} \left(N^2 \frac{h_1}{h_0} + \frac{2 k_1}{k_a} \right) - \frac{2 h_1}{h_0} M N$$

$$0 = - M e^{-\lambda r \pi} + N e^{+\lambda r \pi} - \frac{2}{3} M^2 \left(\frac{h_1}{h_0} + \frac{2 k_1}{k_a} \right) e^{-2 \lambda r \pi} + \frac{2}{3} N^2 \left(\frac{h_1}{h_0} + \frac{2 k_1}{k_a} \right) e^{+2 \lambda r \pi},$$

von denen die letztere sagt, dass in dem der Heizstelle $x = 0$ diametral gegenüberliegenden Querschnitt $\frac{d v_0}{d x}$ in jedem Momente gleich Null sein muss.

Die allgemeinste Lösung, welche die Differentialgleichung 1 erfüllt und zu gleicher Zeit den Bedingungsgleichungen 2 und 3 genügt, lässt sich mit beliebiger Annäherung ermitteln. Wird die Annäherung nur so weit getrieben, dass schon die Glieder mit den Quadraten und Producten der sehr kleinen Coëfficienten $\frac{h_1}{h_0}$, $\frac{k_1}{k_a}$ und $\frac{c_1}{c_a}$ vernachlässigt werden, so ist diese allgemeinste Lösung, welche die Gleichungen 1 bis 3 erfüllt, die folgende:

$$v = A_0 \cdot e^{-\frac{h_0 p}{c_a q} \cdot t} + A_0^2 \left(\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a} \right) \cdot e^{-\frac{2 h_0 p}{c_a q} \cdot t} + A_1 \cos\left(\frac{x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ 2 A_0 A_1 \left[\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a} - \frac{k_a q}{2 h_0 p} \cdot \frac{1}{r^2} \left(\frac{k_1}{k_a} + \frac{c_1}{c_a} \right) \right] \cos\left(\frac{x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ A_2 \cos\left(\frac{2x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{4 k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ A_1^2 \frac{\left[\frac{h_1}{k_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{h_0}{k_a} \cdot \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right]}{2 \left(\frac{h_0}{k_a} \cdot \frac{p}{q} + \frac{2}{r^2} \right)} \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{2 k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ A_1^2 \frac{\left[\frac{h_1}{k_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{h_0}{k_a} \cdot \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{1}{r^2} \left(\frac{c_1}{c_a} - \frac{2 k_1}{k_a} \right) \right]}{2 \left(\frac{h_0}{k_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{2}{r^2} \right)} \cdot \cos\left(\frac{2x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{2 k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ 2 A_0 A_2 \left[\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a} - \frac{2 k_a q}{h_0 p r^2} \left(\frac{c_1}{c_a} + \frac{k_1}{k_a} \right) \right] \cos\left(\frac{2x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{4 k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ 2 A_1 A_2 \left[\left(\frac{h_1}{k_a} \cdot \frac{p}{q} - \frac{9 k_1}{2 k_a} \cdot \frac{1}{r^2} - \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{h_0 p}{k_a q} - \frac{5}{2} \cdot \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cos\left(\frac{3x}{r} \right) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{h_1 p}{k_a q} - \frac{1}{2} \cdot \frac{k_1}{k_a} \cdot \frac{1}{r^2} - \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{h_0 p}{k_a q} - \frac{5}{2} \cdot \frac{c_1}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cos\left(\frac{x}{r} \right) \right] \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{5 k_a}{c_a r^2} \right) \cdot t} +$$

$$+ A_3 \cos\left(\frac{3x}{r} \right) \cdot e^{-\left(\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{9 k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2} \right) \cdot t} + \cdots$$

Werden die Constanten $A_0, A_1, A_2, A_3 \ldots$ so bestimmt, dass die Anfangsbedingung:

$$\text{für } t = 0 \text{ ist } \quad v = v_0$$

erfüllt wird, so befriedigt die angegebene Lösung alle vorgeschriebenen Bedingungen. Auf diese Constantenbestimmung soll hier nicht näher eingegangen werden; es genügt hier die Bemerkung, dass A_n mit wachsender Indexzahl rasch an Grösse abnimmt.

Von diesem allgemeinen Temperaturausdruck bleiben schon nach kurzer Zeit seit Beginn der Abkühlung des Ringes nur die ersten Glieder bestehen; von diesen können alle Terme mit dem Factor $\cos\left(\frac{2x}{r}\right)$ gleich Null gemacht werden, wenn die Abkühlung des Ringes in den Abcissenorten $x = \frac{2r\pi}{8}$ und $x = 5 \cdot \frac{2r\pi}{8}$ beobachtet wird. Von den allerersten Zeitmomenten seit Beginn der Abkühlung abgesehen ist also der Ausdruck des Ueberschusses der Ringtemperatur in x über die Temperatur der Umgebung zur Zeit t:

$$v = A_0 \cdot e^{-\frac{h_0 p}{c_a q} \cdot t} + A_0^2 \left(\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a}\right) \cdot e^{-\frac{2 h_0 p}{c_a q} \cdot t} +$$

$$+ A_1 \cdot \cos\left(\frac{x}{r}\right) \cdot e^{-\left(\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}\right) \cdot t} +$$

$$+ 2 A_0 A_1 \left[\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a} - \frac{k_a q}{2 h_0 p} \cdot \frac{1}{r^2}\left(\frac{k_1}{k_a} + \frac{c_1}{c_a}\right)\right] \cdot \cos\left(\frac{x}{r}\right) \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}\right) \cdot t}.$$

Die halbe Summe der in den Ringquerschnitten $x = \frac{2r\pi}{8}$ und $x = 5 \cdot \frac{2r\pi}{8}$ stattfindenden Temperaturüberschüsse beträgt demnach nach Ablauf einer gewissen Zeit:

$$\frac{v_1 + v_2}{2} = \Sigma = A_0 \cdot e^{-\frac{h_0 p}{c_a q} \cdot t} \left[1 + A_0 \left(\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a}\right) \cdot e^{-\frac{h_0 p}{c_a q} \cdot t}\right].$$

Durch Beobachtung des zeitlichen Verlaufes dieser halben Summe lässt sich erstens der Werth $\frac{h_0 p}{c_a q}$ und zweitens der Coëfficient $\left(\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a}\right)$ bestimmen; daraus sind durch Bestimmung der specifischen Wärme und durch Ausmessung der Grössen p und q die absoluten Werthe von h_0 und h_1 ableitbar.

Als allgemeines Resultat hat sich bei der Ausführung der Beobachtungen ergeben, dass h_0 und h_1 für alle untersuchten Metalle für gleiche Form und gleiche Dimensionen die gleichen Werthe besitzen.

Die halbe Differenz der in den Ringquerschnitten $x = \frac{2r\pi}{8}$ und $x = 5 \cdot \frac{2r\pi}{8}$ vorkommenden Temperaturüberschüsse beträgt:

$$\frac{v_1 - v_2}{2} = \Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot A_1 \cdot e^{-\left(\frac{k_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}\right) \cdot t} +$$

$$+ \sqrt{2}\, A_0 \cdot A_1 \left[\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a} - \frac{k_a q}{2 h_0 p} \cdot \frac{1}{r^2}\left(\frac{k_1}{k_a} + \frac{c_1}{c_a}\right)\right] \cdot e^{-\left(\frac{2 h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}\right) \cdot t}.$$

Der kleine Werth des zweiten Gliedes dieses Ausdrucks wurde nach vorhergegangener Messung des Coëfficienten $\left(\frac{h_1}{h_0} - \frac{c_1}{c_a}\right)$ und nach vorhergegangener approximativer Messung von $\left(\frac{k_1}{k_a} + \frac{c_1}{c_a}\right)$ durch passende Wahl der Grössen r, p und q verschwindend klein gemacht. So blieb:

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot A_1 \cdot e^{-\left(\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}\right) \cdot t}.$$

Durch die Ermittlung des zeitlichen Verlaufes dieser halben Temperaturdifferenz liess sich die Summe

$$\frac{h_0 p}{c_a q} + \frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}$$

finden, und hieraus liess sich mit Hilfe des oben für $\frac{h_0 p}{c_a q}$ gefundenen Werthes auch die Grösse $\frac{k_a}{c_a} \cdot \frac{1}{r^2}$ und daraus k_a bestimmen.

Wurde eine zweite Beobachtungsreihe für die äussere Temperatur $u_a = 0^\circ$ unternommen, so gestattete diese den Werth von k_0 abzuleiten. Aus der Combination der beiden Beobachtungsreihen liess sich sodann auch die Grösse k_1 ermitteln.

Ich führe in diesem Auszuge nur diejenigen absoluten Werthe des Wärmeleitungsvermögens k an, die ich für die Temperatur 0° erhalten habe. Werden Gramm, Centimeter, Secunde und 1° C. als Einheiten zu Grunde gelegt, so sind die für 0° gefundenen Wärmeleitungsvermögen für:

	k_0
Kupfer[1]	0,8190
Silber[2]	1,0960
Cadmium[3]	0,2213
Zink[4]	0,3056
Messing[5]	0,1500
Zinn[6]	0,1446

3. Für dieselben unveränderten Ringe wurde ferner der absolute Werth des elektrischen Leitungsvermögens nach elektromagnetischem Maasse mittels der elektromagnetischen Dämpfung bestimmt.

Der Ring, dessen elektrisches Leitungsvermögen gemessen werden sollte, wurde auf einen Holzrahmen so aufgesetzt, dass die Ebene seiner Mittellinie vertical und parallel dem magnetischen Meridian stand. In unmittelbarer Nähe des Ringes hing ein kräftiger Magnet; seine Mitte lag auf der Ringachse und stand von der Mittelebene des Ringes nur um die kleine Länge d ab. Die Länge des Magnets war so klein gewählt, dass die fünften und höheren Potenzen des Quotienten aus dem Ringhalbmesser r in die halbe Länge des Magnets als verschwindend klein gegen 1 betrachtet werden konnten, dass also der Magnet durch ein System zweier einfacher magnetischer Massenpunkte im Abstande $2l$ ersetzt werden durfte.

Bedeuten λ_1 und T_1 logarithmisches Decrement und Schwingungsdauer des Magnets für den Fall, dass die dämpfende Wirkung des Metallringes nicht vorhanden ist; bedeuten λ_2 und T_2 die Werthe, welche logarithmisches Decrement und Schwingungsdauer unter der dämpfenden Einwirkung des Ringes annehmen; stellt M das magnetische Moment, Q das Trägheitsmoment des schwingenden Magnets und S die Grösse

$$S = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{r^2+d^2}^3}\left(1 + \frac{3}{4}\cdot\frac{l^2(r^2-4d^2)}{(r^2+d^2)^2}\right)$$

dar: so ist der gesammte elektrische Widerstand des Ringes in absolutem elektromagnetischen Maasse:

$$W = \frac{M^2\cdot S^2\cdot T_1}{2Q\left(\lambda_2\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_1^2}{\pi^2+\lambda_2^2}}-\lambda_1\right)}$$

1) Käufliches Kupfer.
2) Chemisch rein.
3) Chemisch rein.
4) Chemisch rein.
5) Käufliches Messing.
6) Chemisch rein.

oder
$$= S^2 \cdot \frac{M}{H} \cdot \frac{1}{2\,T_1\,(1+\Theta)} \cdot \frac{\pi^2 + \lambda_1^2}{\lambda_2 \sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_1^2}{\pi^2+\lambda_2^2}} - \lambda_1},$$

wo H die am Beobachtungsort stattfindende horizontale Componente der erdmagnetischen Kraft und Θ das Verhältnis aus der Torsionsconstante des den Magneten tragenden Fadens zum Producte $M \cdot H$ bedeutet.

Verstehen wir nun unter der specifischen elektrischen Leitungsfähigkeit $\varkappa$ der Ringsubstanz das Leitungsvermögen eines aus dieser Substanz geformten Würfels von der Kantenlänge 1, so erhalten wir für diese Grösse aus dem soeben angegebenen Werthe des gesammten Widerstandes W den folgenden Ausdruck:

$$\varkappa = \frac{2 r \pi}{q \cdot S^2} \cdot \frac{H}{M} \cdot \frac{2\,T_1\,(1+\Theta)}{\pi^2 + \lambda_1^2} \cdot \left(\lambda_2 \sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_1^2}{\pi^2+\lambda_2^2}} - \lambda_1\right).$$

Die Grössen $\frac{M}{H}$, l und Θ wurden zu Anfang und am Ende einer jeden Versuchsreihe nach den von Gauss eingeführten Verfahrungsweisen ermittelt; Schwingungsdauer und logarithmisches Decrement wurden ebenfalls nach den von Gauss gegebenen Vorschriften beobachtet. Eine jede der in den Ausdruck für $\varkappa$ eingehenden Grössen konnte so genau gemessen werden, dass der gesammte für $\varkappa$ resultirende Fehler den Werth $^1/_2$% unmöglich übersteigen konnte.

Nach diesem Verfahren habe ich für die oben genannten sechs Metallringe die specifische elektrische Leitungsfähigkeit für zwei verschiedene Temperaturen gemessen und daraus ihre Werthe für die Temperatur 0° und die Coëfficienten α ihrer Abnahme für 1° Temperatursteigung nach der üblichen Formel berechnet:

$$\varkappa = \varkappa_0\,(1 - \alpha \cdot u).$$

Die für 0° gefundenen specifischen elektrischen Leitungsvermögen dieser sechs Metalle sind, wenn Centimeter und Secunde als Maasseinheiten zu Grunde gelegt werden:

	$\varkappa_0$
Kupfer	$40{,}81 \times 10^{-5}$
Silber	$65{,}87 \times 10^{-5}$
Cadmium	$14{,}61 \times 10^{-5}$
Zink	$17{,}43 \times 10^{-5}$
Messing	$7{,}62 \times 10^{-5}$
Zinn	$10{,}34 \times 10^{-5}$

4. Der Quotient aus dem elektrischen Leitungsvermögen bei 0° in das Wärmeleitungsvermögen bei 0° ist demnach:

	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$
für Kupfer	$0{,}2007 \times 10^{+4}$
für Silber	$0{,}1664 \times 10^{+4}$
für Cadmium	$0{,}1515 \times 10^{+4}$
für Zink	$0{,}1753 \times 10^{+4}$
für Messing	$0{,}1968 \times 10^{+4}$
für Zinn	$0{,}1398 \times 10^{+4}$

Dieser Quotient ist also von Metall zu Metall variabel; die von Forbes und Wiedemann und Franz wahrscheinlich gemachte und von F. E. Neumann und R. Lenz behauptete Constanz dieses Quotienten ist nicht vorhanden. Da ich die elektrische Leitungsfähigkeit bis auf die Genauigkeit von ½% zu bestimmen vermochte, da die zur Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens benutzte Methode kaum einen Fehler von 1% liefern konnte, da ferner die Messung beider Leitungsvermögen immer an genau demselben Ringe vollzogen wurde, der dabei keinerlei Abänderung, weder in materieller noch in formeller Richtung, unterworfen wurde, halte ich dieses Ergebnis für völlig begründet.

Eine aufmerksame Durchmusterung der erhaltenen Quotienten der beiden Leitungsvermögen lehrt aber, dass dieselben in engster Abhängigkeit von der specifischen Wärme der Volumeneinheit stehen. Dieses tritt sofort aus der folgenden Tabelle hervor, in welcher diese sechs Metalle nach der Grösse der specifischen Wärme der Volumeneinheit c_0 geordnet sind:

	c_0	k_0	$\varkappa_0$	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$
Kupfer	0,827	0,8190	$40{,}81 \times 10^{-5}$	$0{,}2007 \times 10^{+4}$
Messing	0,791	0,1500	$7{,}62 \times 10^{-5}$	$0{,}1968 \times 10^{+4}$
Zink	0,662	0,3056	$17{,}43 \times 10^{-5}$	$0{,}1753 \times 10^{+4}$
Silber	0,573	1,0960	$65{,}87 \times 10^{-5}$	$0{,}1664 \times 10^{+4}$
Cadmium	0,475	0,2213	$14{,}61 \times 10^{-5}$	$0{,}1515 \times 10^{+4}$
Zinn	0,380	0,1446	$10{,}34 \times 10^{-5}$	$0{,}1398 \times 10^{+4}$

Mit abnehmender specifischer Wärme der Volumeneinheit nimmt auch der Quotient $\frac{k_0}{\varkappa_0}$ in der regelmässigsten Weise ab. Eine nähere Ver-

gleichung der Zahlen zeigt, dass die Variationen des Quotienten $\frac{k_0}{\varkappa_0}$ den Variationen der specifischen Wärme der Volumeneinheit proportional sind.

Setzt man
$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = a + b \cdot c_0$$
und bestimmt die beiden Grössen a und b aus den Beobachtungen, die an den beiden Metallen mit den extremsten Werthen von c_0, an Kupfer und Zinn, ausgeführt wurden, so erhält man für a den Werth $0{,}0880 \times 10^{+4}$ und für b den Werth $0{,}1365 \times 10^{+4}$. Die mit Hilfe dieser Werthe für die übrigen vier Metalle berechneten Quotienten $\frac{k_0}{\varkappa_0}$ sind:

	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$ (berechnet)	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$ (beobachtet)
Messing	$0{,}1960 \times 10^{+4}$	$0{,}1968 \times 10^{+4}$
Zink	$0{,}1784 \times 10^{+4}$	$0{,}1753 \times 10^{+4}$
Silber	$0{,}1664 \times 10^{+4}$	$0{,}1662 \times 10^{+4}$
Cadmium	$0{,}1528 \times 10^{+4}$	$0{,}1515 \times 10^{+4}$

Der in diesen Zahlen sich aussprechende, verhältnismässig hohe Grad von Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werthen des Quotienten $\frac{k_0}{\varkappa_0}$ lässt es wohl als höchst wahrscheinlich erscheinen, dass die Beziehung
$$k_0 = \varkappa_0 (a + b \cdot c_0)$$
Ausdruck der Wirklichkeit ist.

5. Nach dem in 2. beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der absoluten Wärmeleitungsfähigkeit können nur für verhältnismässig gute Wärmeleiter ganz sichere Resultate gewonnen werden. Für schlechtere Wärmeleiter, wie Blei, Wismuth u. a., wird der Einfluss der äusseren Wärmeleitung auf den zeitlichen Verlauf der Differenz der Temperaturen je zweier diametral gegenüber liegender Ringstellen ein viel zu grosser, als dass die Grösse des inneren Wärmeleitungsvermögens ganz sicher ermittelt werden könnte, weil jeder kleine in der Ermittlung des äusseren Wärmeleitungsvermögens begangene Fehler den aus den Beobachtungen berechneten Werth des inneren Wärmeleitungsvermögens ganz erheblich fälscht. Die soeben constatirte Beziehung zwischen dem Wärmeleitungsvermögen und dem elektrischen Leitungsvermögen liess

es aber als wünschenswerth erscheinen, auch die schlechter leitenden Metalle auf das Verhältnis ihrer beiden Leitungsvermögen zu untersuchen.

Ich habe deswegen zur Bestimmung des absoluten Wärmeleitungsvermögens schlechter metallischer Leiter ein anderes Verfahren benutzt, das dem Verfahren nachgebildet ist, mittels dessen ich im vorigen Jahre das absolute Wärmeleitungsvermögen der Flüssigkeiten bestimmt habe.

Die nach diesem Verfahren auf das Wärmeleitungsvermögen zu untersuchende Substanz hat die Form eines flachen Kreiscylinders. Ursprünglich besitzen alle Massenpunkte des Cylinders die gleiche Temperatur u_0 (etwa die gerade vorhandene Zimmertemperatur); von einem bestimmten Zeitmomente an, der als Moment Null genommen werden soll, wird die Mantelfläche dieses Cylinders und die nächste Umgebung seiner beiden freien Basisflächen auf eine um einige Grade niedrigere Temperatur u_u (auf die Temperatur des Wassers der Wasserleitung) gebracht und dauernd auf dieser Temperatur erhalten.

Aus dem zeitlichen Verlaufe, welchen die Temperatur der Mitte der oberen oder unteren Basisfläche während dieser Abkühlung zeigt, lässt sich die Grösse des inneren Wärmeleitungsvermögens der Cylindersubstanz herausfinden, sobald der Werth ihres äusseren Wärmeleitungsvermögens approximativ bekannt ist.

Der Ausdruck für den zeitlichen Verlauf der Temperatur irgend eines Massenpunktes des sich abkühlenden Cylinders soll zunächst entwickelt werden. Da bei diesem Verfahren die Temperatur des Cylinders nur innerhalb eines Intervalles von einigen Graden schwankt, da die innere Wärmeleitungsfähigkeit aller festen Metalle mit steigender Temperatur nur sehr wenig abnimmt und der Vorgang der äusseren Wärmeleitung auf den zeitlichen Verlauf der Abkühlung in diesem Falle nur einen ganz untergeordneten Einfluss ausübt, darf bei dieser Entwicklung ganz unbedenklich angenommen werden, dass die specifische Wärme der Volumeneinheit und die beiden Wärmeleitungsvermögen mit der Temperatur unveränderlich sind. Wir legen ein cylindrisches Coordinatensystem (r, φ, x) zu Grunde, das seinen Ursprung in der Mitte des Cylinders hat; $2l$ sei die Höhe des Cylinders, R sei sein Radius. Nach der Anordnung des Versuches ist die Temperatur u in jedem Zeitmoment t von der Richtung der φ unabhängig; es hat also der Ueberschuss v der Cylindertemperatur u in (r, x, φ) über die Temperatur u_u der Hülle und der Mantelfläche in jedem Zeitmomente die partielle Differentialgleichung zu erfüllen:

$$c\frac{\partial v}{\partial t} = k\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r}\right). \tag{1}$$

Die Lösung dieser Gleichung hat den drei Grenzgleichungen zu genügen:

für $r = R$ ist $v = 0$ für jedes t (2

$$\text{für } x = +l \quad \text{ist } k\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{x=+l} + hv_{x=+l} = 0 \quad \text{für jedes } t \tag{3}$$

$$\text{für } x = -l \quad \text{ist} -k\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{x=-l} + hv_{x=-l} = 0 \quad \text{für jedes } t \tag{4}$$

und als Anfangsbedingung gilt:

$$v = v_0 = u_0 - u_a \left\{\begin{array}{l}\text{für } t = 0\\ \text{für alle } r \text{ und alle } x.\end{array}\right\} \tag{5}$$

Als allgemeine Lösung, welche die Differentialgleichung 1 erfüllt und alle Bedingungsgleichungen befriedigt, ergibt sich:

$$v = \left[A_1 \cdot \cos(q_1 x) \cdot e^{-\frac{k}{c} q_1^2 . t} + A_2 \cdot \cos(q_2 x) \cdot e^{-\frac{k}{c} q_2^2 . t} + \right.$$
$$\left. + A_3 \cdot \cos(q_3 x) \cdot e^{-\frac{k}{c} q_3^2 . t} + \cdots\right] \times$$
$$\left[B_1 \cdot \overset{0}{J}_{(m_1 r)} \cdot e^{-\frac{k}{c} m_1^2 t} + B \cdot \overset{0}{J}_{(m_2 r)} \cdot e^{-\frac{k}{c} m_2^2 . t} + \right.$$
$$\left. + B_3 \cdot \overset{0}{J}_{(m_3 r)} \cdot e^{-\frac{k}{c} m_3^2 . t} + \cdots\right],$$

wo $\overset{0}{J}_{(mr)}$ die Bessel'sche Function erster Art mit dem Index 0 und dem Argument mr bedeutet, wo die $q_1, q_2, q_3 \ldots$ die auf einander folgenden Wurzeln der transcendenten Gleichung

$$ql \operatorname{tg}(ql) = \frac{h}{k} \cdot l$$

darstellen, wo die $m_1, m_2, m_3 \ldots$ die auf einander folgenden Wurzeln der Function $\overset{0}{J}_{mR}$ sind und wo endlich die Constanten A_n und B_n die Bedeutung haben:

$$A_n = \frac{4(u_0 - u_a)\sin(q_n l)}{2q_n l + \sin(2q_n l)}; \qquad B_n = \frac{2}{R} \cdot \frac{1}{\overset{1}{J}_{(m_n R)}}.$$

Die Quadrate der Wurzelwerthe q und der Wurzelwerthe m wachsen mit steigender Indexzahl n so rasch, dass alle auf das erste Glied folgenden Glieder des obigen allgemeinen Temperaturausdruckes schon nach wenigen Minuten seit Beginn der Abkühlung vollständig bedeutungslos sind. Von dieser Zeit an ist dann:

$$v = A_1 \cdot B_1 \cdot \cos(q_1 x) \overset{0}{J}_{(m_1 r)} \cdot e^{-\frac{k}{c}(q_1^2 + m_1^2) \cdot t},$$

d. h. da $m_1^2 = \frac{5{,}76..}{R^2}$ und q_1^2 sehr angenähert gleich $\frac{h}{k} \cdot \frac{1}{l}$ ist:

$$v = A_1 \cdot B_1 \cdot \cos\left(\sqrt{\frac{h}{k} \cdot \frac{1}{l}} \cdot x\right) \cdot \overset{0}{J}_{\left(\frac{2{,}40\ldots}{R} r\right)} \cdot e^{-\left(\frac{5{,}76\ldots}{R^2} \cdot \frac{k}{c} + \frac{k}{l \cdot c}\right) \cdot t}.$$

Wird also von den ersten Minuten der Abkühlung abgesehen, so ist der zeitliche Verlauf des Temperaturüberschusses für die Mitte der oberen oder unteren Basisfläche des abgekühlten Cylinders:

$$v = A_1 B_1 \cos\left(\sqrt{\frac{h l}{k}}\right) \cdot e^{-\left(\frac{5{,}76\ldots}{R^2} \cdot \frac{k}{c} + \frac{h}{l \cdot c}\right) \cdot t}.$$

Aus dem gemessenen zeitlichen Verlaufe dieses Temperaturüberschusses lässt sich die Grösse

$$\frac{5{,}76\cdot\cdot}{R^2} \cdot \frac{k}{c} + \frac{h}{l \cdot c}$$

und daraus der Werth k finden, sobald der im Vergleich zu $\frac{5{,}76\,..}{R^2} \cdot \frac{k}{c}$ sehr klein gemachte Werth $\frac{h}{l \cdot c}$ angenähert bekannt ist.

Der gefundene Werth von k ist auf die benutzte mittlere Abkühlungstemperatur zu beziehen, welche in den ausgeführten Versuchen zwischen 6° und 8° lag.

Nach diesem Verfahren wurden für Blei, Wood'sches Metall und Wismuth Versuche ausgeführt und folgende Werthe für die Wärmeleitungsfähigkeit dieser Substanzen gewonnen:

	k	
Blei[1]	0,0719	Gramm, Centimeter, Secunde und 1° C. als Einheiten zu Grunde gelegt und gültig für die mittlere Temperatur + 7°.
Wood'sches Metall[2] . .	0,0319	
Wismuth[3]	0,0108	

1) Chemisch rein.
2) Chemisch rein.
3) Chemisch rein.

Hierauf wurden aus den zur Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit benutzten kreisförmigen Platten Ringe ausgedreht und an diesen die elektrische Leitungsfähigkeit nach der in 3. geschilderten Methode bestimmt. Die gefundenen, auf die Temperatur $+ 7^0$ reducirten elektrischen Leitungsfähigkeiten sind:

	$\varkappa$
Blei	$5{,}350 \times 10^{-5}$
Wood'sches Metall . .	$2{,}313 \times 10^{-5}$
Wismuth	$0{,}838 \times 10^{-5}$

Daraus ergeben sich die folgenden Quotienten $\frac{k}{\varkappa}$:

	$\frac{k}{\varkappa}$
für Blei	$0{,}1345 \times 10^{+4}$
für Wood'sches Metall . . .	$0{,}1379 \times 10^{+4}$
für Wismuth	$0{,}1288 \times 10^{+4}$

Der nach der Beziehung

$$\frac{k}{\varkappa} = 0{,}0880 \times 10^{+4} + 0{,}1365 \times 10^{+4} \cdot c$$

aus der specifischen Wärme der Volumeneinheit berechnete Werth dieses Quotienten ist:

	c	$\frac{k}{\varkappa}$
für Blei	0,340	$0{,}1344 \times 10^{+4}$
für Wood'sches Metall . . .	0,371	$0{,}1378 \times 10^{+4}$
für Wismuth	0,293	$0{,}1280 \times 10^{+4}$

Die für die guten metallischen Leiter gefundene Beziehung zwischen den beiden Leitungsvermögen hat also auch noch für die schlechter leitenden Metalle Gültigkeit.

Als zehnte Substanz, welche die angegebene Beziehung erfüllt, füge ich noch das Quecksilber bei. In meiner Untersuchung über die Wärmeleitung in Flüssigkeiten habe ich das absolute Wärmeleitungsvermögen des Quecksilbers in der Nähe von 0^0 gleich 0,0152 gefunden und in einer früheren Arbeit habe ich den absoluten Werth des elektrischen Leitungsvermögens des Quecksilbers bei 0^0 gleich $1{,}047 \times 10^{-5}$ bestimmt. Der aus den Beobachtungen abgeleitete Werth des Quotienten der beiden Leitungsvermögen beträgt hiernach für Quecksilber $0{,}1452 \times 10^{+4}$. Aus der Beziehung

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 0.0880 \times 10^{+4} + 0{,}1365 \times 10^{+4} \cdot c_0$$

berechnet er sich für

$$c_0 = 0{,}441 \text{ zu } 0{,}1480 \times 10^{+4}.$$

Auch Quecksilber fügt sich also mit grosser Annäherung der angegebenen Beziehung zwischen den beiden Leitungsvermögen.

Ich stelle jetzt in der folgenden Tabelle alle gefundenen Resultate zusammen und gebe in der letzten Columne den nach der Gleichung $k_0 = \varkappa_0 (a + b \cdot c_0)$ berechneten Werth des Quotienten $\frac{k_0}{\varkappa_0}$, der sich auf diejenigen Werthe von a und b stützt, die aus allen Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate abgeleitet wurden.

	c_0	k_0	$\varkappa_0$	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$	$a + b \cdot c_0$
Kupfer . .	0,827	0,8190	$40{,}81 \times 10^{-5}$	$0{,}2007 \times 10^{+4}$	$0{,}2002 \times 10^{+4}$
Messing . .	0,791	0,1500	$7{,}62 \times 10^{-5}$	$0{,}1968 \times 10^{+4}$	$0{,}1953 \times 10^{+4}$
Zink . . .	0,662	0,3056	$17{,}43 \times 10^{-5}$	$0{,}1753 \times 10^{+4}$	$0{,}1777 \times 10^{+4}$
Silber . . .	0,573	1,0960	$65{,}87 \times 10^{-5}$	$0{,}1664 \times 10^{+4}$	$0{,}1656 \times 10^{+4}$
Cadmium . .	0,475	0,2213	$14{,}61 \times 10^{-5}$	$0{,}1515 \times 10^{+4}$	$0{,}1523 \times 10^{+4}$
Quecksilber .	0,441	0,0152	$1{,}047 \times 10^{-5}$	$0{,}1452 \times 10^{+4}$	$0{,}1475 \times 10^{+4}$
Zinn . . .	0,380	0,1446	$10{,}34 \times 10^{-5}$	$0{,}1398 \times 10^{+4}$	$0{,}1391 \times 10^{+4}$
Wood . . .	0,371	0,0319	$2{,}313 \times 10^{-5}$	$0{,}1379 \times 10^{+4}$	$0{,}1373 \times 10^{+4}$
Blei	0,340	0,0719	$5{,}351 \times 10^{-5}$	$0{,}1345 \times 10^{+4}$	$0{,}1339 \times 10^{+4}$
Wismuth . .	0,293	0,0108	$0{,}838 \times 10^{-5}$	$0{,}1288 \times 10^{+4}$	$0{,}1275 \times 10^{+4}$

$$\left.\begin{aligned} a &= 0{,}0877 \times 10^{+4} \\ b &= 0{,}1360 \times 10^{+4} \end{aligned}\right\}$$

Das Eisen konnte ich nicht auf die Beziehung zwischen den beiden Leitungsvermögen untersuchen, da die von mir gewählte Methode zur Bestimmung der elektrischen Leitungsfähigkeit die Benutzung des Eisens ausschloss.

7. Auch für die Amalgame scheint die gefundene Beziehung zwischen den beiden Leitungsvermögen gültig zu sein. Eine daraufhin gerichtete Untersuchung der Herren Tuchschmid und G. Weber, die in nächster Zeit zum Abschluss kommt, wird darüber näheren Aufschluss geben.

Die nichtmetallischen, aber Wärme und Elektricität leitenden Substanzen fügen sich jedoch dieser Beziehung nicht; für die Kohle, für welche gegenwärtig Herr E. Zeller ausführliche Versuche anstellt, ist z. B. die wirkliche Wärmeleitungsfähigkeit mindestens 10-

bis 20 mal grösser als diejenige Wärmeleitungsfähigkeit, welche sich nach der obigen Relation aus dem elektrischen Leitungsvermögen und der specifischen Wärme berechnet.

Die gefundene Beziehung zwischen den beiden Leitungsvermögen scheint also an die metallische Natur der Substanzen gebunden zu sein.

8. Das Wärmeleitungsvermögen aller bisher von mir untersuchten festen Metalle nimmt mit steigender Temperatur ab und zwar für die verschiedenen Metalle in nicht sehr verschiedenem Grade; für alle untersuchten festen Metalle fand ich diese Abnahme der Wärmeleitungsfähigkeit ganz erheblich kleiner als die Abnahme der elektrischen Leitungsfähigkeit. Die in dem oben gegebenen Zusammenhang der beiden Leitungsvermögen vorkommenden Grössen a und b sind demnach Functionen der Temperatur. Weitere und feinere Untersuchungen müssen die Natur dieser Functionen darlegen.

9. Zum Schluss will ich noch hervorheben, dass die von mir gefundenen Resultate in bester Uebereinstimmung mit den Ergebnissen stehen, zu welchen die Herren R. Lenz und F. E. Neumann gelangt sind.

Herr Lenz untersuchte die vier Metalle Kupfer, Messing, Neusilber und Eisen auf ihre Leitungsfähigkeit für Wärme und Elektricität und fand, dass der Quotient aus dem relativ gemessenen elektrischen Leitungsvermögen in das relativ gemessene Wärmeleitungsvermögen für diese vier Metalle fast vollkommen derselbe ist. Er glaubte daraus folgern zu dürfen, dass dieses für alle Metalle stattfindet. Diese Schlussfolgerung ist unzulässig, obschon das für die vier genannten Metalle gefundene Resultat vollkommen richtig ist. Diese vier Metalle: Kupfer, Messing, Neusilber und Eisen besitzen nämlich fast genau dieselbe specifische Wärme der Volumeneinheit — die entsprechenden Werthe sind 0,83, 0,80, 0,80 und 0,84 — und sie liefern deswegen auch fast genau denselben Quotienten aus dem elektrischen Leitungsvermögen in das Wärmeleitungsvermögen.

Herr F. E. Neumann hat in seinen Untersuchungen über die Wärmeleitung in Metallen nur für die fünf Metalle Kupfer, Messing, Zink, Neusilber und Eisen das absolute Wärmeleitungsvermögen und das relative elektrische Leitungsvermögen gemessen. Aus seinen Messungen ergibt sich der Mittelwerth des Quotienten aus der elektri-

schen Leitungsfähigkeit in das Wärmeleitungsvermögen für die vier, nahezu die gleiche specifische Wärme der Volumeneinheit (0,82) besitzenden Metalle Kupfer, Messing, Neusilber und Eisen gleich 19,05, während sich der Quotient aus den beiden Leitungsvermögen für das Zink, dem die erheblich kleinere specifische Wärme der Volumeneinheit 0,67 zukommt, nur gleich 17,1 herausstellte. Aus diesen zwei Werthgruppen würde sich in der Relation

$$\frac{k}{\varkappa} = a + b \cdot c$$

die Grösse $a = 8{,}4$, die Grösse $b = 13{,}0$ und das Verhältnis $\frac{b}{a} = 1{,}545$ ergeben. Aus der von mir abgeleiteten Beziehung ergibt sich das letztere Verhältnis gleich 1,550.

Beobachtungen über die Dämpfung der Torsionsschwingungen durch die innere Reibung.

Von

Dr. Ig. Klemenčič,

Assistenten am physikalischen Institut der Universität Graz.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Die experimentelle Untersuchung der inneren Reibung fester Körper durch Beobachtung der Dämpfung von Torsionsschwingungen wurde bis jetzt insbesondere von den Herren H. Streintz, P. Schmidt und Pisati geführt. Sie beobachteten in der Weise, dass sie einen durch ein Gewicht belasteten Draht Torsionsschwingungen ausführen liessen, das logarithmische Decrement, d. i. den Logarithmus des Verhältnisses zweier auf einander folgender Schwingungsbögen, unter verschiedenen Bedingungen bestimmten und daraus empirische Gesetze für die Abhängigkeit desselben von der Temperatur, Länge und Spannung des Drahtes, von der Amplitude, Schwingungsdauer u. s. w. aufstellten. Ausserdem hat Herr L. Boltzmann in seiner Theorie der elastischen Nachwirkung das Schwingungsproblem einer Betrachtung unterzogen und gefunden, dass das logarithmische Decrement für Drähte aus ganz gleichem Material, worunter natürlich auch deren Zustand, wie Härtung, Temperatur, verstanden wird, eine Constante sei.

Obwohl nun die vorgenannten Beobachter ein reichhaltiges Material zu Tage gefördert haben, so scheint es doch noch nicht genügend zu sein, um sich einerseits ein definitives Urtheil über die Gültigkeitsgrenzen der Boltzmann'schen Theorie zu bilden und andererseits derartige Untersuchungen als abgeschlossen zu betrachten. So ergaben die ersten Untersuchungen von Streintz [1]) und spätere von Wiedemann [2]) für gewöhnliche Temperaturen die Unabhängigkeit des loga-

1) Sitzungsber. d. Wiener Akad. März 1876 Bd. 69.

2) Wied. Ann. Bd. 6 S. 485.

rithmischen Decrements von der Belastung. Beobachtungen, die H. Streintz [1]) in neuerer Zeit über die Accomodation gemacht hat, scheinen jedoch dafür zu sprechen, dass das logarithmische Decrement mit zunehmender Belastung abnimmt. P. Schmidt [2]) findet eine Abhängigkeit des logarithmischen Decrements von der Länge, was mit den Beobachtungen von H. Streintz (a. a. O.) nicht übereinstimmt und überdies vom Letzteren auf Grund einer Ueberlegung bestritten wird. Diese Ueberlegung, welche die Unabhängigkeit des logarithmischen Decrements vom Trägheitsmoment und eine dem Abstande vom Aufhängepunkte proportionale Verdrehung der einzelnen Querschnitte des Drahtes voraussetzt, zeigt, dass das logarithmische Decrement von der Länge des Drahtes unabhängig sein muss. Ebenso findet P. Schmidt (a. a. O.) das logarithmische Decrement vom Radius des Drahtes abhängig, was wieder von H. Streintz bestritten wird.

Alle bisherigen Untersuchungen wurden an Metalldrähten ausgeführt, und zwar hat auf das den Draht belastende Gewicht nur die Torsionskraft gewirkt. Es dürfte ein kleiner Beitrag zur Kenntnis dieser Erscheinungen sein, wenn ich einige Versuche mittheile, die 1. an Metalldrähten, bei deren Schwingungen ausser der Torsionskraft noch eine andere Directionskraft auf das belastende Gewicht wirkte, und 2. an Glasstäben ausgeführt wurden.

Lässt man auf das einen Draht belastende Gewicht ausser der Torsionskraft noch eine andere dem Torsionswinkel proportionale Kraft wirken, so folgt aus der Theorie von Boltzmann, dass das logarithmische Decrement dem Quadrate der Schwingungsdauer proportional sein soll. Ich habe eine Kugel an zwei Stahldrähten bifilar aufgehängt und das logarithmische Decrement bei verschiedener Schwingungsdauer beobachtet. Die Veränderung der Schwingungsdauer wurde nur durch Aenderung der bifilaren Directionskraft bewerkstelligt. Dabei zeigte sich das logarithmische Decrement bei kleinen bifilaren Directionskräften, also grossen Schwingungsdauern, dem Quadrate, bei kleinen Schwingungsdauern jedoch eher der ersten Potenz derselben proportional. Ein nahezu ähnliches Resultat wurde erhalten, als bei unifilarer Aufhängung nebst der Torsionskraft noch eine magnetische Directionskraft die Schwingungen des Drahtes beeinflusste. Als ein gleicher Stahldraht bei verschiedenem Trägheitsmoment Torsions-

1) Sitzungsber. d. Wiener Akad. October 1879 Bd. 80. Repert. Bd. 16 S. 476 ff.
2) Wied. Ann. Bd. 1.

schwingungen ausführte, zeigte sich das logarithmische Decrement von der Schwingungsdauer nicht ganz unabhängig.

Beobachtungen an Glasstäben ergaben das Resultat, dass bei deren Torsionsschwingungen die Erscheinung der sogenannten Accomodation beinahe gar nicht vorhanden ist. Das logarithmische Decrement erwies sich von der Amplitude unabhängig. Dasselbe gilt bezüglich der Abhängigkeit von der Länge des Stabes; bei verschiedenem Trägheitsmoment nimmt es jedoch mit der Schwingungsdauer ein wenig ab. Die zwei letzten Thatsachen stehen mit der theoretischen Ueberlegung des Herrn H. Streintz nicht im Einklang.

Der Einfluss der Luftreibung auf die Dämpfung der Schwingungen wurde überall möglichst berücksichtigt. Hierzu dienten theoretische Formeln, welche experimentell geprüft und zu einer angenäherten Bewerthung dieses Einflusses brauchbar gefunden wurden.

Ueber die Dämpfung durch die Luftreibung.

Die Torsionsschwingungen eines durch ein Gewicht belasteten Drahtes werden nicht nur durch die innere Reibung, sondern auch durch die Reibung des Gewichtes und Drahtes an der Luft, resp. dem umgebenden Mittel gedämpft. Will man daher von der Dämpfung durch die innere Reibung ein möglichst genaues Bild gewinnen, so muss man die zweite Art der Dämpfung in Berücksichtigung ziehen, was bei einigen der hier beschriebenen Versuche um so mehr geboten war, als dieselbe einen ziemlich beträchtlichen Theil der ersteren ausmachte. Bei den Versuchen mit Glasstäben wurden zur Erzielung eines bedeutenden Trägheitsmomentes an dem freien Ende derselben ziemlich lange cylindrische, mit Bleikugeln versehene Holzhebel befestigt. Die Luftdämpfung war in diesem Falle schon so gross, dass sie zur richtigen Würdigung der beobachteten Erscheinungen berücksichtigt werden musste.

Unter der Annahme, dass zwischen dem in einer Flüssigkeit schwingenden Körper und der Flüssigkeit selbst keine Gleitung stattfindet und dass die Geschwindigkeiten unendlich klein sind, sind von O. E. Meyer, Stockes und Lampe Formeln gerechnet worden für eine kreisförmige Scheibe, die um eine zur Fläche senkrechte Achse, für eine Kugel, die um einen Durchmesser als Achse, und für eine Kugel, die auf einer Geraden hin und her schwingt. Auch

Kirchhoff entwickelt in der 26. Vorlesung über mathematische Physik (Mechanik, Leipzig 1876) Formeln für die beiden letztgenannten Fälle.

1. Es bezeichne von nun an δ immer das logarithmische Decrement der Dämpfung durch die Luftreibung, dann haben wir nach Kirchhoff, wenn wir ganz seine Bezeichnungsweise beibehalten, für eine Kugel, die um einen Durchmesser als Achse schwingt:

$$\delta = \frac{2\pi R^4}{3K} \sqrt{2\pi k \mu T} = \frac{5}{4} \cdot \frac{1}{R\varrho} \sqrt{2\pi \mu k T}.$$

δ ist hier das natürliche logarithmische Decrement; es wurde immer in Brigg'sche Logarithmen umgerechnet, auf welche sich überhaupt alle hier angeführten Decremente beziehen. Ferner bedeutet in den obigen Formeln K das Trägheitsmoment der Kugel, R deren Radius, ϱ deren Dichte und T deren Schwingungsdauer, μ die Dichte und k die Reibungsconstante der Luft. — Für T soll eigentlich die Schwingungsdauer der ungedämpften Kugel gesetzt werden. Bei Schwingungen in der Luft ist jedoch der Unterschied zwischen der Schwingungsdauer der gedämpften und ungedämpften Kugel so gering, dass er kaum berücksichtigt zu werden verdient.

Um diese Formel zu prüfen und deren Brauchbarkeit zu erweisen, habe ich eine Elfenbeinkugel auf feinen Messingdrähten bifilar aufgehängt und in Luft von normaler und sehr geringer Dichte schwingen lassen. Zu diesem Zwecke diente mir ein beinahe luftdicht schliessendes, für solche Untersuchungen eingerichtetes Messinggefäss, welches seitlich eine mit einer Spiegelglasplatte verschlossene Oeffnung hatte. In die Oberfläche der Kugel war ein kleiner Spiegel eingelegt, um die Schwingungen derselben mit Fernrohr und Scala zu beobachten. Der Halbmesser der Kugel war $= 2{,}5^{cm}$.

In der nachfolgenden Tabelle I bedeutet τ die Temperatur, b den Druck der Luft im Innern des Gefässes in Millimeter. Unter λ ist hier, sowie von nun an immer, das beobachtete logarithmische Decrement verstanden.

Tabelle I.

T	τ	b	λ	δ
5,858	23	734	0,0005812	0,0003326
5,852	22,8	36,4	0,0003491	0,0000741
		Diff.	0,0002321	0,0002585

Das Intervall zwischen den abgelesenen Schwingungsbögen, aus denen λ bestimmt wurde, betrug gewöhnlich einige Hunderte von Schwingungsdauern. Die Differenz der gerechneten logarithmischen Decremente ist etwas grösser als die der beobachteten. — Der Durchmesser des Gefässes war allerdings nur 25 cm, also ⅕ des Durchmessers der Kugel; der Unterschied dürfte daher von einem Einflusse der Gefässwandung herrühren.

Ich will noch einen Versuch in Tabelle II anführen, der mit einer Korkkugel vom Radius 1,9 cm ausgeführt wurde und die auf Coconfäden aufgehängt war.

Tabelle II.

T	τ	b	λ	δ
4,575	22,8	730	0,005473	0,002858
4,554	23,5	19,3	0,003205	0,000460
		Diff.	0,002268	0,002398

Die Differenzen stimmen in diesem Falle besser überein als im vorhergehenden. Es lässt sich nach den vorstehenden Resultaten zwar nicht bestimmt sagen, wie weit die Genauigkeit der Formeln reicht; immerhin aber stimmen sie mit der Erfahrung in so weit überein, dass man sich in praktischen Fällen derselben zu einer angenäherten Berechnung der durch die Luftreibung bewirkten Dämpfung bedienen kann.

2. Genau so wie für die Kugel lässt sich nach Kirchhoff's Vorgang auch für einen langen Cylinder, der um seine Achse schwingt und bei dem die Reibung an den Endflächen gegen die an der Mantelfläche vernachlässigt wird, ein Ausdruck für δ ableiten.

Für diesen Fall wird

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

und

Gl. 14 $$M = \int R\, d\varphi\, L\, (x Y_n - y X_n),$$

wo L die Länge des Cylinders bedeutet.

Nach Substitution der entsprechenden Ausdrücke für Y_n und X_n wird

$$M = \int R\, d\varphi\, L k \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{dW}{dr}\right)(x^2 + y^2)$$

und mit Berücksichtigung, dass

$$\int_0^{2\pi} x^2 d\varphi = \int_0^{2\pi} y^2 d\varphi = r^2 \pi$$

$$M = 2\pi k r^3 L \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{dW}{dr}\right) \text{ für } r = R.$$

Dann wird Gl. 28

$$\left(\frac{k}{\mu}-R\beta\right)(\alpha^2+K\beta^4)+2\pi R^2\mu L\sqrt{\frac{k}{\mu}}\beta^2\left(3\frac{k}{\mu}-3\sqrt{\frac{k}{\mu}}R\beta+R^2\beta^2\right)=0$$

und

$$\delta=\frac{1}{2}\cdot\frac{\pi R^3 L}{K}\sqrt{2k\mu\pi T}.$$

Nun ist $K=\frac{R^4\pi L\varrho}{2}$, wo ϱ die Dichte des Cylinders, also auch

$$\delta=\frac{1}{R\varrho}\sqrt{2\pi k\mu T}.$$

3. Für die Kugel, die auf einer Geraden hin und her schwingt, ist nach Kirchhoff

$$\delta=\frac{9}{8}\cdot\frac{m'}{Rm}\sqrt{\frac{2\pi k T}{\mu}}=\frac{9}{8}\cdot\frac{1}{R\varrho}\sqrt{2\pi\mu k T}.$$

4. Für einen Cylinder, der um eine zu seiner Achse senkrechte Achse schwingt, die Länge L, den Radius R und die Dichte ϱ hat, kann man δ in analoger Weise wie für die Kugel, die auf einer Geraden hin und her schwingt, ableiten, wenn man berücksichtigt, dass sich ein sehr kleines Stück des Cylinders ja auch nahezu auf einer Geraden hin und her bewegt. Der Einfluss der Enden des Cylinders wird wieder vernachlässigt.

Nehmen wir jetzt $r=\sqrt{x^2+z^2}$, so werden die Gl. 30 folgende Form annehmen:

$$u=\frac{xz}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(P+W)}{\partial r}\right)$$

$$v=0$$

$$w=-\frac{x^2}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(P+W)}{\partial r}\right)+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(P+W)}{\partial r}$$

$$p=-\mu\frac{z}{r}\cdot\frac{\partial^2 P}{\partial r\partial t}.$$

Dann wird $Z=\int\limits_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}}\int\limits_0^{2\pi} l^2 dl\,\frac{R\,d\varphi}{r}(xZ_x+zZ_z)$

$$Z=\frac{1}{12}L^3 r\pi\left[kr\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(P+W)}{\partial r}\right)-\mu\frac{\partial^2 P}{\partial r\partial t}\right] \text{ für } r=R.$$

Gl. 36:

$$0 = \alpha^2 + K\beta^4 + \frac{\pi}{12} L^3\beta^2 (\mu\beta^2 R^2 - 6 R\beta \sqrt{\mu k} + 6k)$$

$$F(\beta_0) = -\frac{\pi}{2} L^3 R\beta_0^3 \sqrt{\mu k}$$

$$F'(\beta_0) = -4\beta_0^3 (K + K'),$$

wo $K' = R^2\pi \frac{L^3}{12}\mu$ das Trägheitsmoment der vom Cylinder verdrängten Luft darstellt. Wenn wir K' gegen K vernachlässigen, so bekommen wir

$$\delta = \frac{3}{2}\cdot\frac{K'}{KR}\sqrt{\frac{2\pi k T}{\mu}} = \frac{3}{2}\,\frac{1}{R\varrho}\sqrt{2\pi\mu k T}.$$

Zur Prüfung dieser Formel wurde zuerst ein 103,1 cm langer, 2,1 cm dicker, cylindrischer Holzhebel (Dichte = 0,69) in seiner Mitte auf zwei Zwirnfäden bifilar aufgehängt, das logarithmische Decrement beobachtet und auch nach der letzten Formel gerechnet. Tabelle III enthält das Resultat.

Tabelle III.

T	λ	δ
6,44	0,00326	0,00268
3,93	0,00209	0,00214

Sodann wurde der Hebel an Stahldrähten bifilar aufgehängt und an denselben die beiden Bleikugeln, welche bei den später zu beschreibenden Versuchen in Anwendung kamen, in einer Entfernung von je 6,1 cm von der Umdrehungsachse befestigt. Die Berechnung des δ geschah in diesem Falle mittels der Formeln sub 3 und 4. Multipliciren wir die Formel für die auf einer Geraden hin- und herschwingende Kugel mit $\frac{2}{5}R^2$, so bekommen wir in derselben anstatt der Massen m, m' nun die entsprechenden Trägheitsmomente, und der Ausdruck für δ im Falle des Cylinders mit den Kugeln wird lauten:

$$\delta = \frac{K'}{K}\sqrt{\frac{2\pi\mu T}{k}}\left(\frac{9}{8R'} + \frac{3}{2R}\right),$$

worin R' den Radius der Kugel, R den des Cylinders bedeutet. Für K' und K ist entsprechend die Summe der Trägheitsmomente des Cylinders und der Kugeln in der Entfernung von je 6,1 cm von der Umdrehungsachse zu setzen.

Bei der Beobachtung des logarithmischen Decrements zeigte es sich, dass dasselbe mit der Amplitude abnimmt; die Formel ist auch nur unter der Voraussetzung unendlich kleiner Schwingungen entwickelt. O. E. Meyer hat in seinen Pendelbeobachtungen[1]) aus der Reihe der abnehmenden λ nach der Gronau'schen Berechnungsweise den Werth für unendlich kleine Amplituden abgeleitet. Ich habe mich begnügt, das bei den kleinsten Amplituden[2]) beobachtete λ als richtig anzunehmen. Die Tabelle IV gibt die beobachteten und berechneten Werthe des logarithmischen Decrements nebst den dazu gehörigen Schwingungsdauern. Die letzteren wurden sowohl in diesem als im vorhergehenden Falle durch Aenderung der gegenseitigen Entfernung e der beiden Drähte resp. Fäden regulirt. Die beiden Stahldrähte hatten eine Dicke von je 0,32^{mm} und eine Länge von je 158,3^{cm}.

Tabelle IV.

T	e	τ	λ	δ
9,542	2,6^{cm}	19^0	0,00295	0,00273
1,837	14,0	19,8	0,00103	0,00119

Die Reibungsconstante der Luft k wurde in diesen Fällen sowie auch für die Folge zu 0,0002 angenommen. In den Werthen von λ ist auch die von der inneren Reibung in den Drähten resp. Fäden herrührende Dämpfung enthalten. Diese letztere macht aber jedenfalls nur einen kleinen Theil aus, und die weiter unten beschriebenen Versuche geben uns Anhaltspunkte für eine beiläufige Beurtheilung derselben. Die gerechneten Werthe sind bei den kürzeren Schwingungsdauern evident zu gross; aber auch der Werth 0,00273 scheint gegenüber 0,00295 zu gross zu sein. Es lässt sich jedoch in diesem Falle wieder dasselbe sagen wie vorher. Die Formeln sind zur Berechnung des δ bei solchen Versuchen brauchbar, bei denen es nur auf eine angenäherte Bestimmung desselben ankommt.

Beobachtungen an Stahldrähten.

In seiner Theorie der elastischen Nachwirkung hat Boltzmann[3]), wie schon bemerkt, auch das Schwingungsproblem einer Betrachtung unterzogen und gefunden, dass das logarithmische Decrement in dem

1) Pogg. Ann. 1871 Bd. 142.

2) Etwa 50—100 Theilstriche einer 1680^{mm} vom Spiegel entfernten Millimeterscala.

3) Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. 70; auch Pogg. Ann. Erg.-Bd. 7.

Falle, wo auf das belastende Gewicht nebst der Torsionskraft noch eine dem Torsionswinkel proportionale Kraft wirkt, dem Quadrate der Schwingungsdauer proportional sein soll. Ein Versuch in dieser Richtung wurde in folgender Weise ausgeführt. Eine 2990^{gr} [1]) schwere Bleikugel vom Radius 39,84^{cm} wurde auf Stahldrähten bifilar aufgehängt. Diese Drähte sowie alle, welche hier in Verwendung kamen, hatten einen Durchmesser von je 0,32^{mm} und waren nur verschiedene Stücke eines auf eine Spule gewickelten längeren Drahtes. Um verschiedene Schwingungsdauern bei demselben Trägheitsmomente herstellen zu können, sind die Drähte oben und unten an kleine mit Zapfen *z* (Fig. 1) versehene Hülsen (*h*) angelöthet worden. Die Hülsen wurden über ein dünnes cylindrisches *T*-Stück aus Eisen geschoben und daran je nach Bedarf mittels der Schrauben *s, s* fixirt. An das untere *T*-Stück wurde die Bleikugel angeschraubt, das obere in einer eisernen Klemme befestigt. Durch Verschieben der Hülsen oben und unten ist die gegenseitige Entfernung *e* der Drähte geregelt worden. Ein Spiegel *m* diente zur Beobachtung mit Fernrohr und Scala. Bei der Bestimmung des logarithmischen Decrements wurde zwischen der Ablesung zweier Schwingungsbögen gewöhnlich ein Intervall von einer Stunde genommen. Man bestimmte die Zeit eines Durchganges durch die Ruhelage, notirte die zwei darauf folgenden Umkehrpunkte und that nach einer Stunde dasselbe. Die Bestimmung der Schwingungsdauer geschah mittels elektrischer Registrirung auf eine sehr bequeme und genaue Weise. Selbstverständlich war die schwingende Bleikugel durch einen Kasten vor Luftströmungen geschützt, was auch bezüglich aller oben und unten beschriebenen Versuche seine Geltung hat. Die Dämpfung durch die Luftreibung wurde nach der entsprechenden Formel berechnet. In Tabelle V ist das Resultat angegeben.

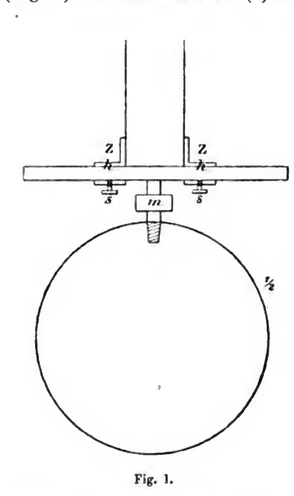


Fig. 1.

1) Beinahe dasselbe Gewicht wie das des früher erwähnten Hebels sammt den Bleikugeln.

Tabelle V.

τ	T	e	λ	$\lambda - \delta$	$\frac{\lambda}{T 10^7}$	$\frac{\lambda}{T^2 10^8}$
15,9°	2,582 sec	2,39 cm	0,0000902	0,0000666	258	999
15,3	5,497	1,05	0,0001998	0,0001654	301	497
15,2	8,370	0,53	0,0003640	0,0003216	384	459
15,6	10,813	0,26	0,0005870	0,0005388	498	461

Wie aus den zwei letzten Rubriken der Tabelle ersichtlich, ist das logarithmische Decrement bei kleinen bifilaren Directionskräften wirklich dem Quadrate der Schwingungsdauer proportional; mit abnehmender Schwingungsdauer nähert sich jedoch dieses Verhältnis der einfachen Proportionalität.

Zu bemerken ist, dass die beiden Stahldrähte in diesem Falle nebst Torsions- auch Biegungsschwingungen ausführen, deren Dämpfung vielleicht nach einem anderen Gesetze erfolgt als die der ersteren und deren Einfluss die Theorie nicht berücksichtigt. Die Biegungsschwingungen können vermieden werden, wenn man magnetische Directionskräfte anwendet, wie dies Warburg[1]) gethan hat. Ich habe einen Stahldraht von derselben Sorte wie die früheren aufgehängt und daran ein cylindrisches Bleigewicht (1223 gr) von 17 cm Länge befestigt. Am unteren Ende dieses Gewichts war ein Magnet derart angebracht, dass sich seine Achse in einer horizontalen Ebene bewegte, wenn der Draht Torsionsschwingungen ausführte. Durch einen unter diesem in verschiedenen Entfernungen angebrachten Magneten wurde die Schwingungsdauer verändert. Im Falle $T = 7{,}48$ wirkte jedoch nur die erdmagnetische Richtkraft. Die in Tabelle VI enthaltenen Beobachtungen wurden alle hinter einander im Verlauf von zwei Stunden gemacht. — Die Länge des Drahtes = 153,5 cm.

Tabelle VI.

T	τ	λ	$\frac{\lambda}{T 10^7}$	$\frac{\lambda}{T^2 10^7}$
7,480 sec	16,2°	0,000633	846	113
5,003	16,—	0,000408	816	163
2,498	15,8	0,000189	757	303
7,479	15,7	0,000626	837	112

1) Pogg. Ann. Bd. 139 S. 89.

Die zwei letzten Rubriken zeigen jetzt, dass λ eher der ersten als der zweiten Potenz von T proportional ist. In den angeführten logarithmischen Decrementen ist allerdings noch die Dämpfung durch die Luftreibung vorhanden; könnte man diese letztere eliminiren, so würden sich die Zahlen etwas zu Gunsten des quadratischen Verhältnisses ändern.

Zum Schluss habe ich einen Stahldraht von 127,2^{cm} Länge abwechselnd mit einer Kugel von 890^{gr} Gewicht und 3,2^{cm} Radius und einem Bleicylinder (Gewicht = 880^{gr}) von 24^{cm} Länge, 1,02^{cm} Halbmesser belastet und das logarithmische Decrement bei den den verschiedenen Trägheitsmomenten entsprechenden Schwingungsdauern bestimmt. Die Spannung war in beiden Fällen beinahe die gleiche. Es braucht wohl kaum erwähnt zu werden, dass sowohl hier als auch in allen früheren Fällen auf die Accomodation genau Rücksicht genommen wurde.

Tabelle VII.

	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
	6,749^{sec}	15,8^{0}	0,0006075	0,0005250
	2,396	16,—	0,0005513	0,0004811
	6,749	15,9	0,0006049	0,0005224
	2,396	17,5	0,0005602	0,0004898
Mittel	6,749	15,85	0,0006062	0,0005237
Mittel	2,396	16,75	0,0005557	0,0004853

Die in vorstehender Tabelle erhaltenen Resultate wurden in derselben Folge, wie sie angeführt sind, im Verlauf von mehreren Tagen sorgfältigst beobachtet. Es stellt sich $\lambda - \delta$, also die Dämpfung durch die innere Reibung bei der kleineren Schwingungsdauer ganz unzweifelhaft etwas kleiner heraus als bei der grösseren, ausser man wollte diese Differenz auf Rechnung eines Fehlers bei der Elimination der Luftdämpfung setzen, welcher Fehler aber etwas zu gross sein müsste, als dass er mir wahrscheinlich vorkäme.

Ueber die Abhängigkeit des λ vom Trägheitsmoment sind bis jetzt nur vom Herrn Streintz und zwar ebenfalls nur an einem Stahldrahte Beobachtungen gemacht worden[1]). Er findet λ vom Trägheits-

1) G. Wiedemann hat in seinen Untersuchungen „Ueber die Torsion" S. 518 u. 519 Resultate angeführt, die an einem aufgehängten Silberdraht bei gleichzeitiger Aenderung der Spannung und des Trägheitsmomentes gewonnen wurden. Dasselbe was G. Wiedemann bezüglich der Abhängigkeit der Abnahme der Schwingungsweiten von der Belastung sagt, könnte mit gleichem Recht auch bezüglich der Abhängigkeit vom Trägheitsmoment gesagt werden.

moment vollkommen unabhängig. Das hier angeführte Resultat widerspricht jedoch nicht direct den Beobachtungen von Streintz; denn ich habe bei sehr kleinen Schwingungsdauern (2,396) beobachtet, während bei H. Streintz die kleinere Schwingungsdauer 6,55 Secunden betrug.

Beobachtungen an Glasstäben.

Um Torsionsschwingungen von Glasstäben mit Erfolg beobachten zu können, musste an den untersten Querschnitt derselben ein Gewicht von ziemlich grossem Trägheitsmoment befestigt werden. Dieses suchte ich dadurch zu erreichen, dass ich zwei Bleikugeln von je 1310^{gr} Gewicht und 6,1^{cm} im Durchmesser an die Enden eines cylindrischen Hebels aufsteckte und diesen Hebel selbst in seiner Mitte am untersten Querschnitt des aufgehängten Glasstabes anbrachte. Zu letzterem Zwecke wurden an beiden Enden des Glasstabes Messingprismen von je 2,3^{cm} Länge, 0,9^{cm} Breite und 1,1^{cm} Höhe aufgekittet. Die Messingprismen waren in ihrer Mitte durchbohrt und die Durchbohrung dem Glasstabe angepasst. Gekittet wurde mit Siegellack, oder in Fällen, wo es sich darum handelte, dass der Glasstab vor der Beobachtung nicht erwärmt wurde, mit dem im Handel sogenannten Siamesischen Zwillingskitt, welches letztere Material zwischen dem Messingprisma und den etwas rauh geschliffenen Glasstabenden eine besonders feste Verbindung herstellte.

Die cylindrischen Hebel hatten in ihrer Mitte eine kleine Verstärkung mit einem der vorerwähnten Prismenform angepassten Ausschnitte, in welchen das Messingprisma gelegt und mit Schrauben befestigt wurde. Die Hebel waren aus Holz und hatten folgende Dimensionen:

I.	Länge	= 27,3^{cm},	Dicke	= 1,32^{cm}
II.	„	= 60,0 „	„	= 1,4 „
III.	„	= 80,0 „	„	= 2,0 „
IV.	„	= 103,5 „	„	= 2,15 „

I, II und III waren derart eingerichtet, dass die Bleikugeln an die Enden derselben aufgesteckt werden konnten (Fig. 2). Bei IV (Fig. 3 auf

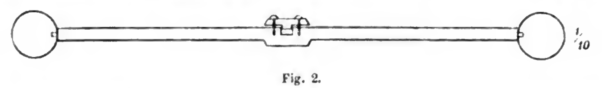


Fig. 2.

folg. Seite), welcher Hebel bereits zu den Versuchen über die Luftdämpfung gedient hatte, war auf jeder Hälfte eine verschiebbare Messinghülse *h* mit

einem Stift *r*; dieser leztere hatte ein Schraubengewinde, in das die Bleikugel eingeschraubt wurde. Eine Schraube *s* diente zum Fixiren der Hülse

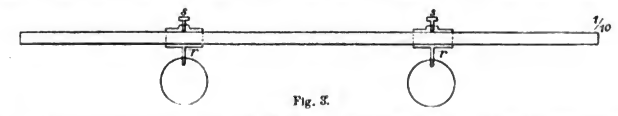


Fig. 3.

an jeder beliebigen Stelle des Hebels. Hier wurde das Trägheitsmoment durch Verschieben der Kugeln auf dem Hebel geändert. Das Gewicht der verschiebbaren Kugeln sammt Stift und Hülse betrug je 1355^{gr}.

Das am zweiten Ende des Glasstabes angebrachte Messingprisma wurde mittels Schrauben in einem soliden, eisernen, in die Wand eingesetzten Träger derart befestigt, dass die Längsrichtung des Glasstabes nahezu mit der Verticalen zusammenfiel. Ein kleiner, ganz nahe an der Umdrehungsachse aufgesetzter Spiegel diente zur Beobachtung mit Fernrohr und Scala. Der untere Theil des Glasstabes mit dem daran befestigten Hebel wurde durch einen Kasten vor Luftströmungen geschützt.

Zunächst ergaben die Beobachtungen, dass bei den Torsionsschwingungen von Glasstäben die sogenannte Accommodation beinahe gar nicht vorhanden ist. Die bezüglich dieser Erscheinung geprüften Glasstäbe waren mit Zwillingskitt gekittet, um die beim Kitten mit Siegellack nothwendige Erwärmung zu vermeiden. Die Beobachtung wurde immer unmittelbar nach dem Anhängen des Hebels mit den Bleikugeln aufgenommen. Mit Sicherheit war nie eine Accommodation zu beobachten. Ich will eine Beobachtungsreihe anführen, in welcher eine kleine Accomodation bemerkbar zu sein scheint; sie wurde mit einem Glasstabe von 174^{cm} Länge und 0,32^{cm} Dicke angestellt. — M. Schw. bezeichnet die mittlere Schwingungsweite in Scalentheilen, welche während der Beobachtung, die das λ ergab, vorhanden war. Entfernung der Scala vom Spiegel = 168,0^{cm}. Am untersten Querschnitt des Glasstabes angehängt Hebel IV. Entfernung der Kugeln von der Umdrehungsachse je 47^{cm}.

1. Tag. Gleich nach dem Anhängen des Hebels:

M. Schw.	τ	λ
608	19,1	0,002211
546		0,002156
491		0,002159
434		0,002155
357		0,002135

	M. Schw.	τ	λ
	240	19,1	0,002117
	144		0,002098
	81		0,002102
	34		0,002104
2. Tag.			
	606	19,1	0,002174
	543		0,002151
	390		0,002132
	190		0,002111
Nach etwas stärkerer Anregung:			
	811	19,1	0,002195
	608		0,002153
	294		0,002115
	170		0,002095
3. Tag.			
	279	19,3	0,002123
4. Tag.			
	289	19,3	0,002128

Obwohl durch das Anhängen des Hebels mit den Bleikugeln der nicht ganz gerade Glasstab in eine Zwangslage versetzt wurde, also jedenfalls Nachwirkungsdeformationen auftraten, so scheinen die doch so schnell verschwunden zu sein, dass nur das erste, aus je 6 auf einander folgenden und ein Intervall von 20 Schwingungen umfassenden Ablesungen bestimmte λ eine über das Normale gehende Grösse aufweist. Auch am zweiten Tage ist für M. Schw. = 606 resp. 608, $\lambda = 0{,}002174$ resp. 0,002153, woraus man wieder auf eine geringe Accommodation schliessen könnte; allein die Zeichen einer Accommodation sind auch in diesem Falle so gering, dass man bei Torsionsschwingungen von Glasstäben von einer Accommodation kaum sprechen kann.

Die angeführten logarithmischen Decremente enthalten auch die von der Luftreibung herrührende Dämpfung, und ich glaube, dass die Abnahme des λ mit der Amplitude lediglich auf Rechnung dieser letzteren zu setzen ist. Folgender Versuch möge die Richtigkeit dieser Annahme erläutern.

Einem Glasstabe wurde zuerst der Hebel Nr. II, mit den beiden Bleikugeln an den Enden, angehängt und λ bei verschiedener Amplitude beobachtet. Es war:

$T = 4{,}808$, M. Schw. = 538, $\tau = 18{,}8$, $\lambda = 0{,}002175$
325, 0,002141
119, 0,002134.

Sodann wurde Hebel II weggenommen, IV befestigt und die beiden Kugeln so gestellt, dass das Trägheitsmoment in diesem Falle nahezu gleich war dem im vorigen. — Es war:

$T = 4{,}643$, M. Schw. $= 532$, $\tau = 18{,}9$, $\lambda = 0{,}002384$
256, 0,002332
118, 0,002307.

Zuletzt war die Luftdämpfung viel grösser als früher, da IV eine bedeutend grössere Oberfläche hat als II. Dafür hat aber λ im letzten Falle mit der Amplitude viel stärker abgenommen als im ersten. Könnte man die Luftdämpfung ganz umgehen, so würde sich jedenfalls λ von der Amplitude innerhalb der Beobachtungsgrenzen ganz unabhängig herausstellen. Rechnet man für diese beiden Fälle δ nach der entsprechenden Formel und nimmt die bei den kleinsten Amplituden beobachteten λ, so findet man für

$T = 4{,}808$, $\delta = 0{,}000229$, $\lambda - \delta = 0{,}001905$
4,643, 0,000399, 0,001908.

Eine Uebereinstimmung, die wohl nur ein Zufall ist.

Aus den vielen Beobachtungen, die bezüglich der Abhängigkeit des λ vom Trägheitsmoment angestellt wurden, sei es erlaubt folgende anzuführen:

Tabelle VIII.

Mittlere Dicke = 0,33 cm, Länge = 153,9 cm. Siamesischer Zwillingskitt.

Hebel	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
IV	5,619	19,4	0,002896	0,002595
IV	3,855	19,4	0,002842	0,002492
IV	2,279	19,6	0,002860	0,002311

Tabelle IX.

Mittlere Dicke = 0,29 cm, Länge = 146,8 cm. Siegellack.

Hebel	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
IV	7,146	19,7	0,002480	0,002144
II	4,808	18,8	0,002134	0,001905
I	2,463	19,6	0,001905	0,001710

Tabelle X.

Mittlere Dicke = 0,27 cm, Länge = 147,3 cm. Siamesischer Zwillingskitt.

Hebel	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
III	7,002	22,2	0,002971	0,002674
II	5,360	22,2	0,002747	0,002505
I	2,720	22,9	0,002390	0,002185

Das Thermometer, an dem die Temperaturangaben abgelesen wurden, war in der Höhe der Mitte des Glasstabes nahe an dem letzteren angebracht. Für gewöhnliche Temperaturen nimmt λ um etwa 0,00004 bis 0,00006 für einen Celsiusgrad mit derselben zu.

Die Tabellen VIII, IX und X zeigen übereinstimmend eine Abnahme des logarithmischen Decrements mit dem Trägheitsmoment.

Es mögen noch einige Daten bezüglich der Abhängigkeit des λ von der Länge des schwingenden Glasstabes angeführt werden.

Tabelle XI.

Mittlere Dicke = 0,32 cm. Siegellack.

Hebel	Länge	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
III	149,5 cm	5,128	24,4	0,002837	0,002583
III	72,5	3,542	24,4	0,002776	0,002565
III	37,4	2,543	24,9	0,002796	0,002617

Tabelle XII.

Mittlere Dicke = 0,29 cm. Siegellack.

Hebel	Länge	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
IV	146,8 cm	7,003	18,1	0,002403	0,002067
IV	72,8	4,942	18,0	0,002271	0,001989
IV	36,7	3,366	18,6	0,002216	0,001983

Tabelle XIII.

Mittlere Dicke = 0,33 cm. Siamesischer Zwillingskitt.

Hebel	Länge	T	τ	λ	$\lambda - \delta$
IV	153,9 cm	5,619	19,4	0,002896	0,002595
IV	75,9	3,913	18,4	0,002762	0,002511

Es wurde untersucht: die ganze Länge des Glasstabes, die beiden Hälften, dann, mit Ausnahme der letzten Reihe, die beiden äussersten Viertel und zuletzt wieder die ganze Länge.

Berücksichtigt man den Temperatureinfluss, so stellt sich für die verschiedenen Längen kaum ein nennenswerther Unterschied heraus.

Der Tangententachymeter nach Prüsker.

Von

E. Schneider,
Mechaniker in Währing bei Wien.

Bei dem immer häufiger zu Tage tretenden Bestreben der Ingenieure und Topographen, an geodätischen Instrumenten die gewöhnlichen Kreisablesungen durch andere zu ersetzen, sind die verschiedenartigsten Instrumente zu Tage gefördert worden, und es würde wohl zu weit führen, wenn man sämmtliche Constructionen aufzählen und beschreiben wollte. Man könnte die Instrumente in zwei Klassen eintheilen, wovon die erste solche umfasst, bei denen der Kreis beibehalten, dagegen die Theilungen so ausgeführt werden, dass selbe unmittelbar ein Product z. B. $x \sin \alpha$, $x \cos \alpha$ u. s. w. angeben, während letztere Klasse solche Instrumente umfasst, bei denen der Verticalkreis ganz eliminirt und die Werthe mittels linearer Maasse (Schrauben oder Linealtheilungen) bestimmt werden.

In letztere Klasse muss der Prüsker'sche Tangententachymeter eingereiht werden.

Herr Prüsker hatte ursprünglich die Idee, bei den Höhenmessungen der Mappirung die Kreislesungen durch unmittelbare Tangentenablesungen zu ersetzen, und wandte sich an einen Wiener Mechaniker behufs Construction eines Modells. Dabei ist ein Instrument zu Stande gekommen, bei dessen Verwendung man die Objecte mittels eines gewöhnlichen Diopters pointiren musste. In Folge dessen erhoben sich gegen dieses Modell gleich im Anfange allerlei Bedenken und zwar um so mehr, als die Ablesung der Tangentenwerthe nur in sehr roher Weise durchgeführt werden konnte. Es wurde nämlich am Durchschnittspunkte einer Diopterlinealkante mit der Kante einer getheilten Scale der jeweilige Tangentenwerth abgelesen.

Das Bestreben Prüsker's war nun zunächst dahin gerichtet, die Diopterrvisur durch eine Fernrohrvisur zu ersetzen und wo möglich die

Tangentenwerthe mit Hilfe eines Nonius abzulesen. Mehrere Mechaniker, an die er sich in dieser Angelegenheit wandte, erklärten, dass es allerdings wünschenswerth wäre, ein Instrument zu besitzen, das den gestellten Aufgaben entsprechen würde, dass die Durchführung eines solchen jedoch aus mechanischen Gründen unmöglich sei.

Endlich wandte sich Herr Prüsker an mich, und es wurde in Berücksichtigung seiner Stellung, in der er sich damals befand, zunächst ein Tangentometer ausgeführt, der zu den Höhenmessungen bei den militärischen Landesaufnahmen dienen sollte. Die guten Resultate, die Herr Prüsker damit im Sommer des Jahres 1878 und 1879 erzielte, bewogen ihn, sich mit dem Gedanken zu beschäftigen, den Tangentometer mit einem Azimutalkreise zu versehen und auf diese Weise einen Tangententachymeter zu construiren.

Im Nachfolgenden erlaube ich mir das Instrument zu beschreiben. Dasselbe hat den Zweck, zur Bestimmung von Horizontalwinkeln und Ausführung von Nivellements, sowie durch directe Tangentenbestimmungen zum Höhen- und Distanzmessen zu dienen.

Es besteht aus drei Haupttheilen und zwar 1. aus dem getheilten Azimutalkreise, 2. aus der Alhydade und 3. aus dem auf der Alhydade aufgesetzten Tangentenapparate.

Der Limbus ist mittels Hülse auf einem Dreifuss aufzusetzen und horizontal stellbar. Die Alhydade, concentrisch mit dem Limbus verbunden, ragt beiderseits in ihrer Längenrichtung über diesen hinaus und hat die aus Fig. 2 (s. folg. Seite) ersichtliche Grundform. Auf den kürzeren Armen dieser kreuzförmig gestalteten Alhydade ist einerseits eine Libelle angebracht, die senkrecht auf dem längeren Mittelbalken steht, während sich andererseits eine Bussole befindet, die mit ihrer Längsrichtung parallel zur Achse des Mittelbalkens gestellt ist. An beiden Armen ist je ein Nonius zur Ablesung der Winkelwerthe am Azimutalkreise angebracht.

Dass sich am Azimutalkreise eine Klemm- und Mikrometervorrichtung befindet, ist selbstverständlich.

Der Tangentenapparat besteht aus einer Schwinge E, in welcher das Fernrohr gelagert ist, aus zwei Trägern t und t' (Fig. 1 und 2), einer Elevationsschraube S für die Schwinge und aus einem Maassstabe M, der senkrecht auf dem Längsbalken der Alhydade steht. In der Mitte dieses Maassstabes ist der Nullpunkt der Eintheilung und sind von da nach auf- und abwärts je 50 Theilstriche angebracht.

Jedes Intervall zwischen zwei Theilstrichen beträgt ein Hundertstel der Entfernung des Nullpunktes am Maassstabe vom Drehungsmittelpunkte a des Fernrohrs. Mit Hilfe des Nonius N kann je nach den Bedürfnissen ein Zehntel, ein Zwanzigstel oder ein Fünfzigstel der Intervallwerthe abgelesen werden.

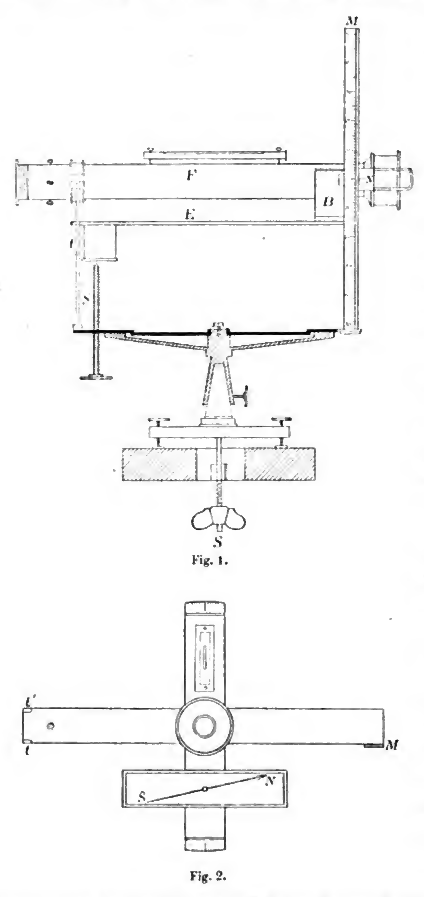


Fig. 1.

Fig. 2.

Bei messgerecht aufgestelltem Instrumente zeigt der Nonius die Lesung Null, wenn die Visur horizontal ist. Das Fernrohr liegt mit seinen cylindrischen Ringen in gabelförmigen Trägern, kann um seine optische Achse beliebig verdreht werden, aus seinen Lagern ausgehoben und umgelegt werden und hat ein einfaches nach allen Richtungen rectificirbares Fadenkreuz. Dasselbe ist auch mit einem Anschlagezapfen versehen, ebenso wie die umlegbaren Fernrohre bei den Nivellirinstrumenten.

Die Verdrehung des Fernrohres nach auf- und abwärts um die auf der optischen Achse senkrecht stehende Armachse a wird mittels der Elevationsschraube S bewirkt.

Eine Folge dieser Bewegung des Fernrohres ist die gleichzeitige Verschiebung des mit der Fernrohrschwinge verbundenen Nonius N,

der in verticalem Sinne längs *M* auf- und abwärts gleitet und dadurch die dem gemessenen Elevations- oder Depressionswinkel entsprechende Tangente markirt.

Die Bewegung dieses Nonius wird folgendermassen bewirkt:

An der Fernrohrschwinge *E* ist ein Bügel *B* befestigt, dessen Gestalt aus Fig. 3 ersichtlich ist. Er ist in der Richtung der optischen

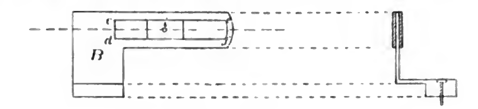


Fig. 3.

Achse mit einem rechteckigen Ausschnitte *cdef* versehen, dessen Mittellinie *ab* mit der optischen Achse in einer Ebene liegt, in der auch die Armachse *a* sich befindet.

Innerhalb dieses rechteckigen Ausschnittes ist ein Metallstück *i* verschiebbar, das einen Stahlstift von kreisrundem Querschnitt trägt, dessen Achse in seiner Verlängerung die optische Achse des Fernrohres schneidet.

(Um die genaue Führung dieses Metallstückes *i* innerhalb *cdef* sicher zu stellen, ist eine Feder zwischen *i* und der Kante *ce* des Ausschnittes angebracht, welche *i* beständig an die Kante *df* sanft andrückt.)

Der auf der Platte *i* befestigte Stahlstift ist in die Grundplatte *P* (Fig. 4) derartig eingepasst, dass dessen Achse in ihrer Verlängerung die Kante der Noniustheilung trifft.

Fig. 4.

Zwischen der Grundplatte *P* und dem Maassstabe *M* ist behufs Vermeidung einer incorrecten Bewegung des Nonius längs *M* eine Feder eingeschoben, die den Nonius *N* sanft an die rechts befindliche Kante des Maassstabes *M* drückt.

Ueber die Rectification dieses Instrumentes ist es wohl nicht nöthig sich des weiteren zu verbreiten, da diese einem Geodäten keine Schwierigkeiten bereiten wird. Die mit dem Tangentenapparate erzielten Resultate sind über Erwarten gut ausgefallen.

Zum Schluss erlaube ich mir noch darauf aufmerksam zu machen, dass man die mit diesem Instrumente gemessenen Distanzen sofort auf den Horizont reducirt erhält.

Neue Beobachtungen über den Einfluss der Bestrahlung auf den elektrischen Leitungswiderstand des Silbers.

Von

Dr. Richard Börnstein,

Professor an der landwirthschaftlichen Akademie Proskau.

Vor einigen Jahren veröffentlichte ich eine Reihe von Versuchen, aus welchen ich den Schluss zog, dass durch Einwirkung von Lichtstrahlen der elektrische Leitungswiderstand des Platins, Goldes und Silbers, sowie wahrscheinlich auch der übrigen Metalle verringert wird[1]). Diese Arbeit hat inzwischen mehrfache Entgegnungen hervorgerufen, und hierdurch veranlasst unternahm ich eine nochmalige sorgfältige Prüfung jener Resultate an einem der erwähnten Metalle, dem Silber, und berichte nachstehend über diese Prüfung, welche zu einer Bestätigung des obigen Satzes geführt hat.

Herr W. Siemens[2]) bespricht meine früheren Ergebnisse im Vergleich zu den von ihm untersuchten Eigenschaften des Selens und erwähnt, er sei „doch immer von der Ansicht geleitet worden, dass eine etwaige Vergrösserung der Leitungsfähigkeit in einem gewissen Verhältnis zur specifischen Leitungsfähigkeit des betreffenden Metalles stehen müsste". Dass dies „gewisse Verhältnis" ein gerades und kein umgekehrtes sei, scheint Herr Siemens ebenfalls vorausgesetzt zu haben, denn er fährt fort: „Da nun das Selen auch in der bestleitenden . . . Form noch etwa 240000 millionenmal schlechter leitet als Silber, so müsste eine Vergrösserung der Leitungsfähigkeit eines dünnen Metallblattes voraussichtlich auch mit wenig empfindlichen

1) R. Börnstein: Der Einfluss des Lichtes auf den elektrischen Leitungswiderstand in Metallen. Habilitationsschrift. Heidelberg, Carl Winter, 1877.

2) W. Siemens, Monatsber. der K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Juni 1877 S. 299, auch Wied. Ann. 1877 Bd. 2 S. 521. Die im Text erwähnten Seitenzahlen beziehen sich auf den letztgenannten Abdruck.

Instrumenten noch leicht zu erkennen sein, wenn die Zunahme der Leitungsfähigkeit der beleuchteten Oberfläche des Metalles von der specifischen Leitungsfähigkeit desselben abhängig war." Dies ist allerdings mit meinen Resultaten nicht vereinbar.

Nimmt man dagegen an, „dass durch die Lichtwirkung auf der Oberfläche des Metalles eine leitende Schicht hergestellt wird, deren Leitungsfähigkeit in keinem directen Verhältnis zur specifischen Leitungsfähigkeit des beleuchteten Metalles selbst steht", so würden unsere empfindlichsten Messinstrumente nicht zur Erkennung der Lichtwirkung an Metallen ausreichen. Denn wenn man die Lichtempfindlichkeit des Selens zu Grunde legt, so leitet die hinzutretende Beleuchtungsschicht so schlecht, dass sie auch auf den dünnsten verwendbaren Metallplatten nicht nachweisbar wäre. Und mit dieser Voraussetzung stimmen meine Versuchsergebnisse gleichfalls nicht überein.

Indessen, ohne die eine oder andere dieser beiden Annahmen a priori vorzuziehen, wird man doch zugeben müssen, dass sie einander keineswegs ausschliessen. Es wäre daneben ja auch denkbar, dass die Strahlenwirkung bei verschiedenen Substanzen um so grösser ist, je geringer deren specifische Leitungsfähigkeit. Dem entspräche der Umstand, dass nach Herrn Siemens Selen seine Lichtempfindlichkeit durch Beimischung von nur $^1/_2$% Silber verliert. Oder es könnte die Leitungsfähigkeit der hinzutretenden Beleuchtungsschicht wachsen mit der specifischen Leitungsfähigkeit der Substanz, aber langsamer als diese. Jedenfalls dürfte es indessen gewagt sein, irgend einen bestimmten Zusammenhang zwischen Strahlenwirkung und specifischer Leitungsfähigkeit auf Grund des geringen bisher vorliegenden Erfahrungsmaterials anzunehmen. Auch die schönste Theorie wird ja hinfällig, sobald ihr genügend beglaubigte Erfahrungen entgegenstehen, und um solche zu erlangen, habe ich gestrebt, die Thatsache der Strahlenwirkung durch möglichst genaue und überzeugende Beobachtungen noch fester zu begründen, als durch meine früheren Publicationen über denselben Gegenstand.

Die einfachste und zugleich bequemste Art der Beobachtungen bestünde darin, dass man die zu untersuchende Metallplatte mit constanter Stromquelle und Galvanometer schlösse und sie dann abwechselnd der Bestrahlung aussetzte oder verhüllte, während im Galvanometer dauernd die Stromstärke beobachtet wird. Gegen diese Methode spricht der Umstand, dass wir von dem etwaigen Einfluss

des constanten Stromes auf dünne Leiter noch wenig Kenntnis haben, sowie ferner, dass auf solche Art nur diejenigen Aenderungen des Widerstandes deutlich erkennbar wären, welche sich rasch vollziehen. Nehmen die zu constatirenden Aenderungen einige Zeit in Anspruch (wie es bei der Strahlenwirkung sehr wahrscheinlich ist), so werden besondere Vorsichtsmaassregeln nöthig, um Stromstärke, Temperatur u. s. w. constant zu halten, und mit dem Auftreten neuer Fehlerquellen geht die Einfachheit der Methode verloren. Auch haben die sorgfältigen Versuche, welche in ähnlicher Weise von Herrn Siemens sowie von Herrn Hansemann[1]) angestellt wurden, keine deutlichen Anzeichen von Lichtwirkung ergeben.

Gern hätte ich zu den Messungen die früher mit Erfolg angewendete Dämpfungsmethode benutzt und begann auch in der That meine Versuche mit Dämpfungsbeobachtungen. Es stellte sich aber heraus, dass die hier zu meiner Verfügung stehenden Arbeitsräume jede feste Aufstellung eines Galvanometers unmöglich machen. Das hoch und frei gelegene Gebäude der hiesigen Akademie bietet der Entstehung und Fortpflanzung von Erschütterungen so wenig Widerstand, dass jedes Schlagen der Uhr, jedes unsanfte Schliessen einer entfernten Thür, jeder kräftige Windstoss sich mit grösster Deutlichkeit im Zittern der Galvanometernadel anzeigt. Nun sind aber Dämpfungsversuche bekanntlich nur dann ausführbar, wenn eine längere Reihe von Schwingungen der Galvanometernadel ungestört hinter einander stattfinden kann (bei meinen früheren Versuchen habe ich nie weniger als 7, meistens je 11 Elongationen abgelesen). Und so musste ich, wiewohl mit lebhaftem Bedauern, auf diese Beobachtungsmethode verzichten. Dass dieselbe sehr viel grösserer Genauigkeit fähig ist, als Herr Hansemann (a. a. O. S. 559) auf Grund mangelhafter Versuche annimmt, ist leicht ersichtlich. Derselbe benutzte ein „passend scheinendes Spiegelgalvanometer" (Siemens a. a. O. S. 532) mit einer sehr rasch schwingenden Nadel. Die erste Ablenkung wurde erzeugt durch einen zweimal um die Multiplicatorrolle gewickelten Draht, welcher mit einem Daniell'schen Element, einem Rheostaten und einem Schlüssel zum Kreise verbunden war.

1) G. Hansemann: Monatsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Juni 1877 S. 326, auch Wied. Ann. 1877 Bd. 2 S. 550. Die im Text erwähnten Seitenzahlen beziehen sich auf den letzgenannten Abdruck.

So war es „leicht möglich“, immer einen ganz bestimmten Ausschlag zu erzielen, nämlich stets 420,0 Scalentheile. Nach dem Loslassen des Schlüssels schwang die Nadel innerhalb der mit einem Widerstand geschlossenen Multiplicatorrolle und zwar so rasch, dass erst die vierte Elongation „mit einiger Sicherheit bis auf etwa $^1/_{10}$ Scalentheil“ abgelesen werden konnte. Aus der Differenz zwischen dieser Ablesung und dem als constant angenommenen ersten Ausschlag von 420,0 Scalentheilen schliesst Herr Hansemann auf den eingeschalteten Widerstand und findet so, dass bei der Dämpfungsmethode eine Widerstandsänderung um 1% sich durch $^1/_2$ bis 1 Scalentheil am Galvanometer anzeigt (S. 559). Diese Behauptung in ihrer Allgemeinheit dürfte ebenso gewagt sein, wie ein Vergleich der geschilderten Hansemann'schen Versuche mit der ausgezeichneten Beobachtungsweise von W. Weber, welche unter dem Namen Dämpfungsmethode bekannt ist. Um völlig exact zu verfahren, müsste man allerdings das logarithmische Decrement bei offenem Multiplicator nicht ein- für allemal bestimmen, wie ich früher gethan, sondern für jede Beobachtung gesondert, wie es Herr H. F. Weber[1]) verlangt. Spätere Versuche haben auch mir gezeigt, dass diese Grösse nicht constant ist. Indessen kann man ihre Veränderlichkeit einschränken, wenn man, was ich stets gethan, die einzelnen Bestimmungen bei nahezu gleicher Amplitude beginnt. Jedenfalls ist aber nicht anzunehmen, dass in meinen früheren Beobachtungen die genannte Grösse zwischen Werthen geschwankt haben sollte, die im Verhältnis von 1 : 2 und noch weiter aus einander liegen. Und diese verschiedenen Werthe müssten im Anfang der einzelnen Messungsreihen regelmässig abwechselnd aufgetreten sein, wenn man aus ihnen mit Herrn Weber die Aenderungen des logarithmischen Decrements bei geschlossenem Multiplicator erklären wollte, welche ich der Strahlenwirkung zuschreibe.

Aus den vorstehend erwähnten Gründen bediente ich mich nunmehr ausschliesslich der Wheatstone'schen Brücke. Die hier zu

1) H. F. Weber, Kritische Bemerkungen etc. Vierteljahrsschrift der naturforschenden Gesellschaft zu Zürich 1877 Bd. 22 S. 335. Nach dem in Wied. Beibl. zu den Ann. 1878 Bd. 2 S. 610 gegebenen und mit G. W. unterzeichneten Referat über die Weber'schen „Bemerkungen“ (irrthümlich steht dabei die Jahreszahl 1878) könnte es scheinen, als hätten sich meine früheren Messungen mit der Wheatstone'schen Brücke auf eine Gruppe von 13 Werthen eines Widerstandsverhältnisses beschränkt, während diese Zahlen von Herrn Weber nur als Beispiel aus meiner Arbeit angeführt sind.

beschreibenden Versuche wurden lediglich mit Silberplatten angestellt. weil es mir in erster Linie darauf ankam, die früheren Ergebnisse an irgend einem Metall sicher zu reproduciren. Dass ich durchgängig mit anderen Instrumenten und Präparaten arbeiten musste als bei jener Untersuchung, ergab sich bereits aus meiner inzwischen erfolgten Uebersiedlung von Heidelberg an die hiesige Akademie. Indessen strebte ich danach, alle Einzelnheiten möglichst genau den damaligen Vorrichtungen nachzubilden, und bestimmte also das Widerstandsverhältnis je zweier Silberplatten mehrmals nach einander, während abwechselnd die eine oder die andere Platte den Strahlen einer Natronflamme ausgesetzt war. Die Wheatstone'sche Brücke hatte die gewöhnliche Form, zwei ihrer vier Zweige wurden durch die beiden mit einander zu vergleichenden Silberplatten gebildet, die beiden anderen aus den Theilen eines geradlinig gespannten Neusilberdrahtes mit verlängerten Enden. Dieser Maassdraht war 1^{m} lang, etwa $^{3}/_{4}{}^{mm}$ dick, hatte 0,544 Q.E. Widerstand und war an beiden Enden verlängert durch doppelt (zur Vermeidung von Extraströmen) gewickelte Spiralen aus Kupferdraht von etwa je 2 Q.E. Widerstand. Neben dem Maassdraht lief eine aufrechte Leiste, welche eine in Millimeter getheilte Scale trug und gleichzeitig den Draht gegen Strahlung der Körperwärme des Beobachters schützte. Weitern Schutz gegen Temperatureinflüsse erhielt der Maassdraht noch während der Beobachtungen durch darübergedeckte doppelte Papierblätter sowie durch Fächeln mit einem Pappdeckel. An dem Maassdraht entlang konnte ein mit Contactvorrichtung und Zeiger versehener Schieber bewegt werden, von dem aus der eigentliche Brückendraht zur Verbindungsstelle der beiden anderen Zweige (Silberplatten) führte. Dieser Brückendraht enthielt das Galvanometer mit dickem Draht, Kupferdämpfung und Spiegel; das zugehörige Fernrohr mit Scale befand sich im Abstand von 2100^{mm}. Ein Leclanché-Element diente als Stromquelle und enthielt in seinem Schliessungskreise einen Schlüssel, einen Commutator sowie die beiden Zweigpaare. Die Verbindung der beiden Silberplatten mit den übrigen Apparaten war durch einen zweiten Commutator bewirkt, welcher die Platten beliebig mit einander zu vertauschen gestattete, während der erstgenannte Commutator dazu diente, die Stromrichtung in allen vier Zweigen umzukehren. Innerhalb der Zweige waren sämmtliche Contacte hergestellt durch Löthen oder durch sorgfältiges Amalgamiren der in Quecksilber tauchenden

Kupferdrahtenden. Für die Berechnung des gesuchten Widerstandsverhältnisses war maassgebend diejenige Stellung des Schiebers, bei welcher das Galvanometer keinen Strom anzeigte. Es wurde die in Rechnung zu ziehende Stellung gewonnen durch Interpolation aus zwei um 2 mm aus einander liegenden Stellungen mit der Voraussetzung, dass innerhalb dieser Grenzen Ablenkung im Galvanometer und Stellung des Schiebers sich proportional änderten. Bei jeder dieser beiden Stellungen wurde der Batteriestrom in beiden Richtungen geschlossen bis zur ersten Elongation der Galvanometernadel, hierauf wurden durch Wenden des zweiten Commutators die beiden zu vergleichenden Widerstände mit einander vertauscht und so das Ganze wiederholt. Demnach gehörte zu einer Widerstandsvergleichung die Ablesung von 8 Elongationen. Wie daraus das gesuchte Verhältnis der Widerstände zu berechnen sei, ergab eine aus den Constanten des Apparates hergeleitete Formel. Aus diesen Angaben geht hervor, dass eine Aenderung des gemessenen Widerstandsverhältnisses um 1 % sich in beiden für den Schieber berechneten Stellungen durch eine Aenderung von etwa 20 mm anzeigte. Es dürfte die Annahme erlaubt sein, dass Fehler in der Ermittelung der Schieberstellung die Grösse von 0,1 mm nicht überschritten. Fand ein solcher Fehler bei beiden Stellungen des zweiten Commutators und in gleichem Sinne statt, so betrug der resultirende Fehler des Widerstandsverhältnisses also $^5/_{1000}$ %; wurde ein solcher Fehler nur einmal begangen, so änderte sich das Resultat um $2\frac{1}{2}$ tausendstel Procent. In der That, als ich einige Reihen von Vergleichungen zweier Silberplatten ausführte, während die Platten unverändert in einem dunklen Pappkasten blieben, zeigten die Resultate Aenderungen, welche ganz unregelmässig verliefen und den Werth von wenigen tausendtel Procent nicht überstiegen.

Die Bestrahlung der Silberplatten geschah unter Anwendung eines mit Spalt und Linse versehenen Collimatorrohres und eines Flintglasprismas, welches im Minimum der Ablenkung für Natronlicht stand. Die Linse hatte 52 mm Durchmesser und 180 mm Brennweite, das Prisma 47 mm Höhe und 60° brechenden Winkel. Als Lichtquelle diente, da eine Gasleitung hier nicht existirt, die Flamme eines Breitenlohner'schen Brenners, in welchem bekanntlich ein Gemisch von Spiritusdampf und atmosphärischer Luft zur Verbrennung kommt. Durch eine an Platindraht hängende Sodaperle wurde in gewöhnlicher Weise die Flamme gelb gefärbt.

Die nach Martin'scher[1]) Methode auf Glas niedergeschlagenen dünnen Silberplatten befanden sich aufrecht in Holzklötzchen, mit Kolophoniumkitt befestigt; oben und unten waren Kupferdrähte von etwa $0{,}5^{mm}$ Dicke und $60-80^{mm}$ Länge angelöthet; an diese gelöthet waren kurze Stücke dickern Drahtes, deren amalgamirte freie Enden in Quecksilbernäpfe tauchten und dadurch mit den Zuleitungsdrähten verbunden waren, welche von den Quecksilbernäpfen nach dem übrigen Apparat führten. Je zwei Silberplatten befanden sich mit ihren Holzklötzchen und Quecksilbernäpfen auf einer horizontalen Glastafel, durch deren Verschieben leicht die eine oder andere Silberplatte in den Bereich der vom Prisma kommenden Strahlen gebracht werden konnte. Während so die eine Platte bestrahlt war, befand sich die andere in einem mit mattem schwarzen Papier ausgekleideten Pappkasten.

Besondere Sorgfalt erfordert die Befestigung der Zuleitungsdrähte an den Silberplatten. Anfangs tropfte ich für diesen Zweck geschmolzenes Schnellloth auf die Silberfläche und löthete an diesen Tropfen den Kupferdraht, worauf die Löthstelle durch Umhüllen mit Kitt gegen Verletzungen geschützt wurde. Es schienen mir aber bei dieser Verbindungsweise die Contacte mitunter unvollkommen zu sein, so dass ich es vorzog, wieder in früher bewährter Art die Enden der Silberplatten galvanisch mit Kupfer zu überziehen und an diesen Ueberzug die Drähte zu löthen. Ist dies Verfahren auch minder bequem, so bin ich doch geneigt, es für sicherer zu halten. Um die Verkupferung der Plattenenden zu bewirken, wurde ein Daniell'sches Element verwendet; der Draht des Kupferpols endete in einem auf ein Brettchen befestigten und mit Kupfervitriollösung gefüllten Uhrglase, der Zinkpol war mit einem Bleistück verbunden, welches die Form eines Kugelsegments hatte, und dessen blankgeriebene convexe Seite aufwärts gerichtet war. Die Silberplatte wurde nun so auf das Bleistück gelegt, dass ihr eines Ende über den Rand des Uhrglases ragte und von der Kupferlösung benetzt wurde; es war durch sie mithin der Stromkreis geschlossen, und nun genügte eine durch 8—10 Minuten fortgesetzte Elektrolyse, um den gewünschten Ueberzug von Kupfer zu erzeugen. Durch Uebergiessen mit heissem Wasser und vorsichtiges Erwärmen konnte das Präparat dann rasch gereinigt und getrocknet

1) Martin: Compt. Rend. 1863 T. 56 p. 1044, vgl. auch Quincke, Pogg. Ann. 1866 Bd. 129 S. 55.

werden, und wenn beide Enden einer Platte auf diese Art verkupfert waren, geschah die Befestigung der Leitungsdrähte leicht und sicher, ohne dass bei dem ganzen Verfahren die freigebliebene Silberfläche schädlichen Einflüssen ausgesetzt werden musste.

Dies letzte Bedenken ist nicht ganz ausgeschlossen bei einer der Methoden, welche Herr Siemens zum Herstellen von Zuleitungen anwandte. Es wurde nämlich (S. 530) „der mit dem dünnen Metallbelage versehene Glasstreifen in einer Lösung von unterschwefligsaurem Silber oder Gold galvanisch versilbert oder vergoldet, wobei ein Querstreifen durch eine Lackschicht, die man später durch Alkohol oder Aether entfernte, vor der Versilberung geschützt wurde". Dass der Querstreifen weder durch den Lack noch durch dessen Lösungsmittel gelitten habe, erwähnt Herr Siemens nicht.

Ich gelange nunmehr zur Beschreibung der eigentlichen Messungen. Einige Zeit vor Beginn derselben, gewöhnlich am vorhergehenden Tage, war das betreffende Plattenpaar bereits an seinen Platz gebracht und mit einem beide Platten umfassenden Pappkasten überdeckt; gleichzeitig wurden alle Zuleitungen hergestellt. Sollte die Bestrahlung beginnen, so wurde der Brenner geheizt, der Pappkasten durch einen kleinern ersetzt, welcher nur eine Platte verdeckte, und die zweite Platte in den Weg der vom Prisma kommenden Strahlen gebracht. Nach einigen Minuten, welche zum Einstellen der Commutatoren und des Schiebers sowie zum Fächeln des Maassdrahtes verwendet wurden, begann dann die Messung in der oben geschilderten Art. Am Schluss jeder Widerstandsvergleichung wurde ein in unmitelbarer Nähe der Silberplatten befindliches Thermometer abgelesen und die Füllung im Spiritusreservoir des Brenners ergänzt. Auf diese Art dauerten die auf einander folgenden Bestimmungen des Widerstandsverhältnisses durchschnittlich je 15 Minuten. Vielleicht wäre eine längere Dauer oder das Einschieben von Pausen noch günstiger gewesen, denn mehrfach glaubte ich wahrzunehmen, dass im Laufe der Messung die Strahlenwirkung noch zunahm. In ähnlichem Sinne wäre vielleicht zu erklären, dass sich keine merkliche Strahlenwirkung zeigte bei den mit constantem Strom unternommenen Versuchen des Herrn Hansemann, welcher Beleuchtung resp. Dunkelheit meistens nur je 20 Secunden, niemals aber länger als etwa 1 Minute auf seine dünnen Metallplatten wirken liess. Hieraus scheint hervorzugehen, dass die Strahlenwirkung nicht immer sofort

mit dem Beginn der Bestrahlung ihren Maximalwerth oder überhaupt einen merklichen Betrag erreicht.

In den unten mitgetheilten Tabellen sind die Beobachtungsergebnisse enthalten, welche an 5 Paaren von Silberplatten gewonnen wurden. Die Tabellen umfassen ausnahmslos alle Versuche, welche mit diesen Plattenpaaren in der Zeit vom 12. September bis zum 23. October 1880 angestellt wurden. Die Bezeichnung der Versuchsobjecte ist folgende:

Paar	I	bestehend	aus	Silberplatte	54	und	53
„	II	„	„	„	47	„	51
„	III	„	„	„	50	„	52
„	IV	„	„	„	48	„	56
„	V	„	„	„	55	„	57.

Anfangs waren die Platten 54 und 53 nicht mit einander, sondern respective mit 59 und 49 zu je einem Paare vereinigt. Die ersten Vergleichungen dieser beiden Paare zeigten aber auffallende Unregelmässigkeiten, und eine nähere Besichtigung ergab bei 59 nahe an einer Ansatzstelle des Zuleitungsdrahtes einen Riss im Glase, und auf der Silberfläche von 49 einen Quecksilberfleck, vermuthlich entstanden durch Berührung mit einem amalgamirten Drahtende. Diese schadhaften Platten wurden also von den Beobachtungen ausgeschlossen, und allein die oben angeführten 10 Platten untersucht, welche ihr gleichmässiges Aussehen bis zum Schluss behielten. Grösse und Widerstand der Platten wurden nach Beendigung der Versuche gemessen und ergaben:

Nr.	Breite	Widerstand
54	20 mm	2,971 Q.E.
53	19	3,184
47	21	2,465
51	29	2,200
50	18	3,315
52	20	2,830
48	17	3,135
56	24	2,856
55	22	3,041
57	19	2,912

Die Höhe, d. h. die vom Strom durchflossene Strecke betrug bei allen Platten etwa 90 mm. Die Platten 47, 48, 50, 51, 52 waren aus einer grössern am 22. Juni hergestellten Silberplatte geschnitten, die Platten 53, 54, 55, 56, 57 ebenso aus einer am 29. Juni hergestellten

grössern Platte. Die Verkupferung der Enden und das Anlöthen der Drähte hatte in den auf die Anfertigung folgenden Tagen stattgefunden. Bei den ersten Beobachtungen (bis zum 27. September) stand der untere Rand der Platten mit dem des Prismas in gleicher Höhe. Da letzteres aber nur 47^{mm} hoch war, musste durch diese Stellung die Bestrahlung beeinträchtigt werden, und daher stellte ich die Platten niedriger, so dass ihre Mitte mit der des Prismas in gleicher Höhe war.

Die nachfolgenden Tabellen enthalten ausser Datum und Temperatur zunächst in zwei Columnen die Werthe für das Widerstandsverhältnis bei abwechselnder Bestrahlung der beiden Platten. Bezeichnet man diese Werthe, je nachdem die eine oder die andere Platte bestrahlt ist, mit a resp. b, so ist $\sqrt{\frac{b}{a}}$ derjenige Factor, um welchen die Leitungsfähigkeit unter dem Einfluss der Bestrahlung wächst. Dieser Factor mit der Bezeichnung „relative Strahlenwirkung" bildet die dritte Columne. Zu seiner Berechnung wurde jedes a sowohl mit dem vorhergehenden als auch mit dem folgenden b combinirt, so dass in jeder Messungsreihe die dritte Columne eine Zahl weniger enthält als die beiden anderen zusammen. Es ist klar, dass die Widerstände sich im Sinne einer Strahlenwirkung oder umgekehrt geändert haben, je nachdem die Zahlen der dritten Columne grösser oder kleiner sind als 1. Die Temperatur wuchs regelmässig zwischen den für Anfang und Schluss der Versuchsreihen angegebenen Grenzen.

Paar I.

17. Sept.	Platte 54 bestrahlt	Platte 53 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
20,9°	0,9263216	0,9263109	0,9999942
			1,0001606
	9260134	9263240	1,0001676
			1,0001441
21,2°	9260570		
27. Sept.			
17,2°	0,9280744	0,9281612	1,0000468
			1,0001173
	9279434	9281972	1,0001368
			0,9999850
19,6°	9282249 [1])		

1) Während dieser letzten Bestimmung wuchs die Temperatur von 17,4° auf 17,6°.

6. Oct.	Platte 54 bestrahlt	Platte 53 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
15,3°	0,9281000	0,9280349	0,9999647
			1,0001180
	9278160	9279782	1,0000875
			1,0000304
	9279220	9281760	1,0001369
			1,0001655
	9278690	9280710	1,0001080
			1,0001588
17,0°	9277764		
7. Oct.			
16,0°	0,9279349	0,9281284	1,0001043
			1,0002403
	9276826	9279384	1,0001379
			1,0001166
	9277222	9279520	1,0001239
			1,0001788
	9276204	9278602	1,0001291
			1,0000843
17,7°	9277034		

$5^1/_3$ Stunden später.

		0,9278682	0,9999905
16,9°	0,9278876	9279312	1,0000235
			1,0000410
	9278550	9282108	1,0001916
			1,0002362
	9277726	9283124	1,0002901
			1,0002529
17,7°	9278430		

Paar II.

13. Sept.	Platte 47 bestrahlt	Platte 51 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
22,0°	1,111077	1,111355	1,0001252
			1,0000987
	111135	111216	1,0000366
			0,9999517
22,6°	111324		
18. Sept.			
19,9°	1,112489	1,112661	1,0000774
			1,0001248
	112383	112456	1,0000327
			1,0001070
	112218	112579	1,0001620
			1,0001336
21,3°	112282		

28. Sept.	Platte 47 bestrahlt	Platte 51 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
16,1°	1,111318	1,111496	1,0000804
			1,0001271
	111217	111570	1,0001590
			1,0000463
	111467	111650	1,0000824
			1,0000316
17,2°	111580		
8 Oct.[1]			
16,6°	1,112372	1,112365	0,9999967
			0,9998650
	112665	112551	0,9999485
			0,9998714
17,8°	112837		
11. Oct.			
16,4°	1,111584	1,111721	1,0000615
			1,0001528
	111351	111818	1,0001966
			1,0001082
	111578	112171	1,0002669
			1,0002730
	111564	112179	1,0002769
			1,0003024
17,8°	111531		
	2¾ Stunden später.		
		1,111536	1,0000603
			1,0004114
17,1°	1,111402	112316	1,0003641
			1,0002276
	111507	112013	1,0002461
			1,0002440
	111466	112008	1,0001339
			1,0001849
	111711	112122	1,0002008
			1,0001679
18,3°	111671	112048	
12. Oct.			
16,2°	1,111350	1,111296	0,9999755
			0,9998164
	111448	111498	1,0000227
			0,9998157

1) Nach Schluss der Beobachtungen vom 8. October entdeckte ich, dass der zum Verhüllen der nicht bestrahlten Platte dienende Pappkasten schadhaft war und an einer Stelle die zufällig an jenem Tage sehr hellen Sonnenstrahlen eintreten liess. Daraus erklärt sich die Abweichung in obigen Zahlen, welche sofort verschwand, als der Schaden reparirt war.

12. Oct.	Platte 47 bestrahlt	Platte 51 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
	1,111652	1,111817	1,0000748
			1,0000548
	111697	111820	1,0000555
			1,0000291
	111739	111817	1,0000280
			1,0000683
18,2°	111666		

3¼ Stunden später.

17,6°		1,111437	0,9999775
			1,0000698
	1,111486	111642	1,0000986
			1,0001733
	111423	111808	1,0001051
			1,0001339
	111574	111872	1,0001473
			1,0001232
18,2°	111544	111818	

Paar III.

13. Sept.	Platte 50 bestrahlt	Platte 52 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
22,5°	1,056138	1,056269	1,0000584
			1,0001257
	056003	056319	1,0001493
			1,0001219
	056061	056384	1,0001527
			1,0001561
23,1°	056054		
19. Sept.			
19,7°	1,052873	1,052828	0,9999785
			1,0000336
	052757	052997	1,0001140
			1,0001063
	052773	053345	1,0002717
			1,0003591
21,5°	052594		
28. Sept.			
16,9°	1,064234	1,064652	1,0001966
			1,0002085
	064209	064734	1,0002469
			1,0002381
	064227	065001	1,0003636
			1,0003402
17,7°	064276		

14. Oct.	Platte 50 bestrahlt	Platte 52 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
15,8°	1,066201	1,066646	1,0002086
			1,0001859
	066250	066752	1,0002353
			1,0001270
	066481	067237	1,0003542
			1,0003642
17,2°	066459		
	3½ Stunden später.		
16,4°		1,066724	0,9999786
			1,0000729
16,6°	1,066770	066925	
	1 Stunde später.		
16,2°	1,066490	1,066357	0,9999377
			1,0000850
	066176	067009	1,0003906
			1,0003745
	066210	066983	1,0003626
			1,0003466
	066244	067023	1,0003657
			1,0003359
17,3°	066307	066727	1,0001978
15. Oct.			
15,4°	1,066310	1,066733	1,0001983
			1,0003214
	066048	066610	1,0002649
			1,0001147
	066368	066820	1,0002121
			1,0001561
	066487	066810	1,0001514
			1,0001000
	066597	067120	1,0002348
			1,0003283
17,5°	066422		
	3¼ Stunden später.		
16,7°		1,066578	1,0000702
			1,0002234
	1,066429	066905	1,0002327
			1,0002753
	066409	066996	1,0002379
			1,0001573
	066489	066824	1,0002478
			1,0002451
17,2°	066296	066818	

Paar IV.

5. Oct.	Platte 48 bestrahlt	Platte 56 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
15,0°	1,089807	1,090288	1,0002208
			1,0001195
	090027	090649	1,0002853
			1,0002308
	090141	090517	1,0001680
			1,0000182
	090465	090697	1,0001052
			1,0000342
16,5°	090620		
18. Oct.			
14,7°	1,091207	1,091518	1,0001424
			1,0001795
	091126	091418	1,0001344
			1,0001058
	091188	091751	1,0002579
			1,0002349
	091239	091956	1,0003289
			1,0002917
	091320	091904	1,0002677
			1,0001967
16,2°	091488		
	3 Stunden später.		
15,9°		1,091709	1,0000869
			1,0000553
	1,091520	091640	0,9999658
			1,0002032
	091715	092159	1,0002311
			1,0002039
	091654	092099	1,0002079
			1,0001392
16,4°	091645	091949	
19. Oct.			
14,8°	1,091820	1,091950	1,0000592
			1,0000373
	091868	092289	1,0001925
			1,0001586
	091942	092252	1,0001417
			1,0002302
	091749	092259	1,0001185
			1,0001902
	091844	092379	1,0002451
			1,0000619
16,3°	092244		

19. Oct.	Platte 48 bestrahlt	Platte 56 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
	$4^1/_2$ Stunden später.		
15,8°		1,092020	1,0000047
			1,0002082
	1,092010	092465	1,0000815
			1,0001226
	092287	092555	1,0001140
			1,0002969
	092306	092954	1,0003736
			1,0001166
16,5°	092138	092393	

Paar V.

12. Sept.	Platte 55 bestrahlt	Platte 57 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
21,3°	1,052098	1,052188	1,0000424
			1,0000589
	052064	052234	1,0000812
			1,0001526
22,0°	051913		
17. Sept.			
20,0°	1,048761	1,048660	0,9999518
			1,0000290
	048600	048911	1,0000336
			0,9999638
21,1°	048987		
27. Sept.			
15,9°	1,046613	1,046616	1,0000010
			1,0000745
	046460	046886	1,0001567
			1,0001967
	046377	046887	1,0002438
			1,0002008
16,9°	046466		
5. Oct.			
15,6°	1,045156	1,045357	1,0000959
			1,0001670
	045007	045484	1,0002280
			1,0002937
	044870	045564	1,0001017
			1,0003346
	044865	045502	1,0001900
			1,0003083
16,8°	044858		
21. Oct.			
14,2°	1,041368	1,041909	1,0002594
			1,0001949
14,9°	041503	041931	1,0002058

22. Oct.	Platte 55 bestrahlt	Platte 57 bestrahlt	Relat. Strahlenwirkung
13,8°	1,041216	1,041285	1,0000330
			1,0000753
	041128	041444	1,0001517
			1,0001060
	041223	041613	1,0001874
			1,0001773
	041244	041531	1,0001380
			1,0001788
	041159	041504	1,0001659
			1,0001650
15,1°	041161		
	4 Stunden später.		
14,5°		1,041709	1,0002577
			1,0001573
	1,041172	041500	1,0000473
			1,0000394
	041401	041483	1,0001324
			1,0002047
	041207	041634	1,0002447
			1,0002643
15,2°	041124	041674	
23. Oct.			
13,4°	1,041130	1,041540	1,0001968
			1,0001922
	041140	041656	1,0002479
			1,0001648
	041312	041571	1,0001242
			1,0002251
	041103	041499	1,0001902
			1,0001906
	041102	041571	1,0002253
			1,0002329
14,7°	041062		
	3 Stunden später.		
14,0°		1,041152	1,0000710
			1,0002150
	1,040997	041445	1,0001490
			1,0002450
	041135	041645	1,0001953
			1,0001683
	041238	041588	1,0002690
			1,0003076
15,0°	041029	041669	

Entgegengesetzt meinen früheren Beobachtungen zeigen die vorstehenden Zahlen, dass die Strahlenwirkung im Laufe der Messungen

nicht abnahm, häufig ist sogar ein Anwachsen derselben bemerkbar. Wenn auch bei der wechselnden Intensität der Natronflamme eine constante Strahlenwirkung nicht erwartet werden konnte, so lässt sich doch hieraus nicht jener Unterschied gegen früher erklären. Das damalige Verhalten dünner Metallplatten glich den Aenderungen in der Lichtempfindlichkeit des Selens, welche Herr Siemens bei seiner Modification II beobachtet und als „Ermüdung" bezeichnet hat. Von welchen Umständen die entsprechenden Verhältnisse beim Silber abhängen, kann aus meinen Versuchen noch nicht gefolgert werden. Die früher von mir beobachtete Abnahme der Lichtempfindlichkeit habe ich der Einwirkung des elektrischen Stromes zugeschrieben und zusammen mit der gleichzeitig wahrgenommenen Zunahme des Widerstandes als elektrische Nachwirkung bezeichnet. Bei den obigen Versuchen mit der Wheatstone'schen Brücke wurde immer nur das Verhältnis zweier Widerstände bestimmt, so dass hieraus über eine vom Strom hervorgerufene Widerstandsänderung kein Schluss gezogen werden kann. Herr H. F. Weber (a. a. O. S. 336) meint, dass durch die Annahme einer solchen Nachwirkung die Ergebnisse aller bisherigen Widerstandsmessungen höchst unzuverlässig erscheinen müssten, und fügt auf Grund seiner Messungen hinzu, dass ein Leiter (Platindraht) keine deutlich nachweisbare Veränderung des Widerstandes beim blossen Durchgang eines Stromes erleide, wenn die Intensität des Stromes unter dem Werthe 6 (absolutes elektromagnetisches Maass) bleibt. Nach meinen Versuchen ist hierbei ausser der Stromstärke auch die Dicke des durchflossenen Leiters von Einfluss. Die von mir benutzten Drähte und Platten waren sämmtlich (wie s. Z. mitgetheilt) viel dünner als der von Herrn Weber bei den letzterwähnten Messungen untersuchte Platindraht, welcher bei etwa 15 Q.E. Widerstand lang genug war, um auf einem vielfach durchlöcherten Hartgummirahmen im Zickzack aufgewunden zu werden, und dessen Dicke also eine entsprechend grosse gewesen sein muss. Demnach erscheinen durch die Annahme der von mir behaupteten Nachwirkung keineswegs alle bisherigen Widerstandsmessungen unzuverlässig, sondern nur diejenigen, welche an sehr dünnen Leitern und mit Strömen angestellt wurden, deren Intensität für die geringe Dicke der Leiter zu gross war.

Deutlich und in voller Uebereinstimmung mit meinen früheren Versuchen ist dagegen das Resultat der vorliegenden Arbeit in Betreff der Strahlenwirkung. Mit sehr wenigen Ausnahmen lassen die Zahlen

der beiden ersten Columnen eine bestimmte Grenze zwischen sich, so dass ohne Mittelwerthe die einzelnen Messungen directe Beweiskraft für das Auftreten der Strahlenwirkung haben. Von den 245 für die relative Strahlenwirkung gefundenen Werthen sind nur 19 kleiner als 1, d. h. entgegengesetzt dem Auftreten der behaupteten Strahlenwirkung. Das arithmetische Mittel aus allen 245 Zahlen beträgt 1,000149

d. i. eine Strahlenwirkung im durchschnittlichen Betrage von 1½ hundertel Procent des Widerstandes. Während meine früheren nach der Dämpfungsmethode angestellten Messungen beträchtlich höhere Werthe ergaben, betrugen die mit der Wheatstone'schen Brücke damals gefundenen Aenderungen des Widerstandes unter Einfluss von Natronlicht

bei dünnen Platindrähten 1¼ hundertel Procent,

bei dünnen Goldblättchen 1¾ hundertel Procent.

Das Ergebnis der nach gleicher Methode an dünnen Silberplatten unternommenen Versuche in dieser Arbeit liegt genau dazwischen. Hiernach halte ich mich für berechtigt, mit dem Resultat zu schliessen:

Die Eigenschaft, durch Einwirkung von Strahlen einen geringern elektrischen Leitungswiderstand zu erlangen, ist nicht auf das Selen beschränkt, sondern kommt auch dem Silber zu, höchst wahrscheinlich überhaupt den Metallen.

Elektrischer Wasserstandsanzeiger.

Von

W. E. Fein

in Stuttgart.

(Mit Tafel IV.)

Die Wasserversorgungsanstalten, welche in neuerer Zeit für grössere und kleinere Städte zur Nothwendigkeit geworden sind, verlangen zur Vereinfachung und Sicherheit des Betriebes Vorrichtungen, welche es ermöglichen, dass der Verwaltungsbeamte in seinem Bureau oder der Maschinist auf der Pumpstation jeden Augenblick den jeweiligen Wasserstand des entfernt gelegenen Reservoirs ohne alles Weitere ablesen kann. Durch die elektrischen Wasserstandsanzeiger wird diese Aufgabe, gleichviel welche Entfernungen sich zwischen den einzelnen Stationen befinden mögen, einfach und vollständig zuverlässig gelöst.

Der im Nachfolgenden beschriebene Apparat dieser Art hat sich in der Praxis schon seit einer Reihe von Jahren vollkommen bewährt.

Er besteht aus einem Contactwerk, das durch die auf- und abgehende Bewegung eines Schwimmers in Thätigkeit gesetzt wird, einem Zeigerwerk, welches in Folge dessen die jeweilige Höhe des Wasserstandes angibt, den Leitungen, durch welche diese Apparate unter sich verbunden sind, und der zum Betrieb erforderlichen Batterie.

Das Zeigerwerk kann überdies so eingerichtet werden, dass es beim höchsten und niedersten Wasserstand auch ein hörbares Zeichen durch Auslösen einer Alarmglocke gibt.

Das Contactwerk ist in Tafel IV dargestellt, und zwar stellt Fig. 1 die Seitenansicht, Fig. 2 die obere Ansicht, Fig. 3 die Ansicht von vorn und Fig. 4 einen Schnitt dar, während der Deutlichkeit halber in Fig. 5 das Contactrad mit der zugehörigen Feder besonders aufgezeichnet ist.

Eine messingene Stiftenkette, welche an ihrem einen Ende mit dem Schwimmer, an ihrem anderen mit einem Gegengewicht versehen

ist, legt sich über das Kettenrad *R*, dessen Achse sich zwischen den Lagern *L* und *L'* befindet, so dass beim Fallen und Steigen des Wasserniveaus das Rad in eine vor- oder rückwärts gehende Bewegung versetzt wird.

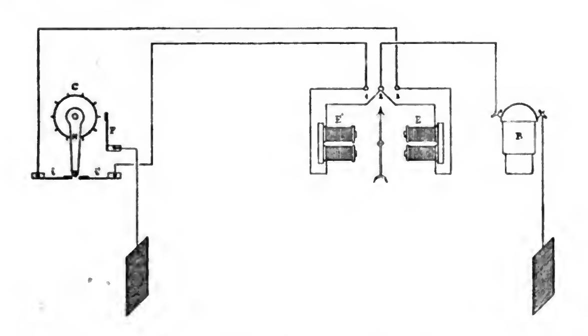
Diese Drehung wird durch die genannte Achse auf das Contactrad *C* und den Vertheilungshebel *H* übertragen. Das Contactrad ist mit 10 Platinvorsprüngen versehen, welche bei seiner Bewegung an der Doppelfeder *F* vorbeischleifen und dadurch einen ganz sicheren Contact herstellen. Es geschieht dies jedesmal, wenn der Schwimmer um 5 ^{cm} steigt oder fällt, da der Umfang des Kettenrades 50 ^{cm} beträgt. Die Doppelfeder *F* steht durch den isolirten Winkel *W* mit der Drahtklemme *K''* und dadurch mit der Erde in Verbindung. Die Bewegung des Vertheilungshebels *H* wird durch die beiden Stellschrauben *S* und *S'* begrenzt; er bewegt sich durch den Druck der Spiralfeder *e* mit entsprechender Reibung auf der Achse, so dass er sich bei rückwärts gehender Bewegung des Kettenrades, d. h. beim Fallen des Wassers an die Stellschraube *S'* und hierbei sein mit Platin versehenes Ende an die Contactfeder *i'* anlegt, während seine Bewegung bei umgekehrter Drehung des Rades, d. h. beim Steigen des Wassers von der Stellschraube *S* begrenzt wird und sein Hebelende gleichzeitig mit der Contactfeder *i* in Verbindung kommt. Die beiden Contactfedern *i* und *i'* sind mit den Klemmen *K* und *K'* und dadurch mit den Leitungsdrähten, welche nach dem Zeigerwerke führen, verbunden, so dass je nach der vor- oder rückwärts gehenden Bewegung des Rades in der einen oder anderen Leitung dem Zeigerwerke ein Strom zugeführt wird.

Die Herstellung eines verlängernden Contactes, d. h. um zu verhüten, dass der Hebel *H* die eine oder andere Contactfeder früher verlässt, ehe der Contact zwischen einem Platinvorprung des Rades *C* und der Doppelfeder *F* aufgehoben ist, wodurch im Gange des Zeigerwerkes Unregelmässigkeiten entstehen müssten, ist mir durch die in Folgendem beschriebene Vorrichtung in ganz einfacher und vollkommen sicher wirkender Weise gelungen.

Das Contactrad *C* ist nicht fest mit seiner Achse verbunden, sondern es lässt, wenn es festgehalten wird, eine geringe Bewegung derselben zu, so dass der Vertheilungshebel *H* vorher mit der Feder *i* oder je nach der Richtung ihrer Drehung mit der Feder *i'* in Verbindung kommt, ehe sich das Rad *c* bewegt und seinen Contact mit der Feder *F* aufhebt. Dieses Festhalten des Contactrades wird durch die mit ihm verbundene

Bremsscheibe *O* erzielt, an deren Peripherie die beiden Bremsbacken B und B' mit Hilfe der Spiralfeder *f* gepresst werden.

Das Zeigerwerk, auf dessen specielle Construction ich mir vorbehalte später zurückzukommen, ist sammt der Leitungsanlage in folgender Figur schematisch dargestellt.



Die Anker der beiden Elektromagnete E und E' übertragen ihre Bewegung auf zwei Sperrräder, welche in bekannter Weise auf ein Planetenradsystem wirken, so dass ihre gemeinschaftliche Achse und der darauf befestigte Zeiger vor- oder rückwärts bewegt wird, je nachdem durch den rechts oder links liegenden Elektromagneten ein Strom geht. Die Theilung des Zifferblattes ist hierbei so bezeichnet, dass die vorwärts gehende Drehung des Zeigers ein Steigen, die rückwärts gehende dagegen das Fallen des Schwimmers anzeigt und ein Grad derselben analog dem Contactwerke einer Niveaudifferenz von 5^{cm} entspricht.

Die einen Drahtenden der Elektromagnete sind gemeinschaftlich mit der Klemme 2 und dadurch mit dem einen Pol der Batterie B verbunden, während die beiden andern Enden zu den Klemmen 1 und 3 führen, welche den Apparat durch eine Doppelleitung mit dem Contactwerk in Verbindung setzen. Eine weitere Verbindung ist zwischen dem anderen Pol der Batterie und der Erde, eventuell mit den Wasserleitungsröhren hergestellt. Kommt nun beim Fallen des Schwimmers der Contacthebel H mit der Feder i in Berührung, so geht der Strom der Batterie durch den Elektromagneten E, wodurch eine rückwärts gehende Bewegung des Zeigers herbeigeführt wird. Wenn es sich da-

gegen beim Steigen des Schwimmers an die gegenüber liegende Feder i' anlegt, so kommt der Elektromagnet E' in Thätigkeit und der Zeiger wird in entgegengesetztem Sinne gedreht. Auf diese Weise folgt er Schritt für Schritt dem Steigen und Fallen des Wasserniveaus.

Als Batterie verwende ich gewöhnlich für solche Anlagen, wenn die Widerstandsverhältnisse der Leitungen nicht anders verlangen, Meidinger Ballonelemente von 30^cm^ Höhe, welche sich hierbei in jeder Weise bewährten. Sollte es auch vorkommen, dass zufällig der Contact bei gleichbleibendem Wasserniveau für längere Zeit geschlossen bleibt, so kann hieraus eine Fehlerquelle für den Gang der Instrumente nicht entstehen, welche Befürchtung Dr. Hasler in Bd. 13 S. 425 ff. dieser Zeitschrift ausgesprochen hat; können doch da die genannten Elemente beispielsweise in Ruhestromleitungen (bei fortwährendem Stromschluss) 3—4 Monate ohne alle Betriebsstörung verwendet werden.

Die Erfahrung hat gelehrt, dass im Durchschnitt bei meinen grösseren und kleineren elektrischen Wasserstandsanlagen eine Reinigung und Neufüllung der Batterie erst nach einjährigem Betriebe nothwendig wird.

Bei einem momentanen Stromschluss des Contactwerkes, wie er an der oben angegebenen Stelle als besonders vortheilhaft hervorgehoben wurde, muss auch die Ankerstellung des Zeigerwerks entsprechend empfindlich gestellt werden, was gerade zu Störungen Veranlassung geben kann, besonders wenn das letztere in grösseren Dimensionen ausgeführt werden muss, wie dies der Deutlichkeit des Zifferblattes halber öfters nothwendig wird.

Das mangelhafte Functioniren bei vielen derartigen Apparaten liegt in der Hauptsache immer in der Construction der Contacte, für welche gewöhnlich nur Berührungscontacte verwendet werden.

Dasselbe gilt auch für die Contacte elektrischer Normaluhren, die deshalb in manchen Kreisen in Misscredit gekommen sind, obgleich durch Anwendung von Reibungscontacten, die mittels eines besonderen Laufwerkes mit beliebig starkem Druck functionirbar gemacht werden können, eine absolut sichere Wirkung erzielt wird.

Kleinere Mittheilungen.

Terrain-Skizzir-Apparat.

Instrument zum Ermitteln von Entfernungen und Ausstecken von Winkeln.

Von

Arthur Prüsker,

k. k. Oberlieutenant i. d. Reserve.

(Deutsches Reichs-Patent Nr. 10864.)

Das Instrument besteht der Hauptsache nach aus drei metallenen Leisten *A*, *B* und *C* (Fig. 1). Die Leiste *A* ist mit Löchern versehen, die in gleicher Entfernung von einander befindlich mit fortlaufenden Ziffern bezeichnet sind.

Die Leiste *A* kann mittels ringförmiger Hülse *r* auf den Kopf eines Statives oder auch auf einen Stab aufgesetzt werden.

Mit der Leiste *A* ist die Libelle *L* und der Gradbogen *G* fest verbunden.

Die Leiste *B*, im Nullpunkte der Leiste *A* mit dieser durch eine Flügelschraube verbunden und beliebig einstellbar, besitzt die gleiche Eintheilung wie die Leiste *A*, jedoch keine Löcher, sondern Striche. Auch sind die einzelnen Theile in weitere Zehntel untergetheilt.

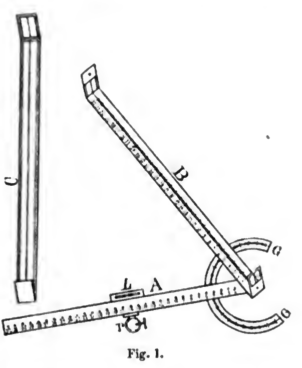


Fig. 1.

Die Leiste *B* besitzt an ihren Enden Doppelvisire, die aus je einem Oculare und einem Objective zusammengesetzt sind und deren Anordnung aus Fig. 1 ersichtlich ist.

Die Leiste *C* ist rahmenartig ausgeschnitten; in ihrer Längenmitte ist ein Rosshaarfaden straff gespannt. An ihren Enden besitzt

sie einfache Visire, nämlich ein Ocular und ein Objectiv. Die Leiste *C* kann mittels eines an ihrer unteren Fläche befindlichen Zapfens *z* (Fig. 2) in irgend eines der Löcher der Leiste *A* eingesetzt werden.

Ocul. Obj.

Fig. 2.

Anwendung des Instrumentes

a) zum Ermitteln von Entfernungen (Bestimmen einzelner Punkte des Terrains).

Leiste *A*, *B* und *C* (Fig. 3).

Soll vom Punkte *a* aus die Distanz des Punktes *b* (und seine Lage im Terrain) bestimmt werden, so wählt man sich eine beliebige Basis *ac*, richtet die Leiste *A* auf den Punkt *c* (zu welchem Behufe die Leiste *B* über *A* geschoben wird), sodann die Leiste *B* auf den Punkt *b* ein und notirt den Winkel *bac*.

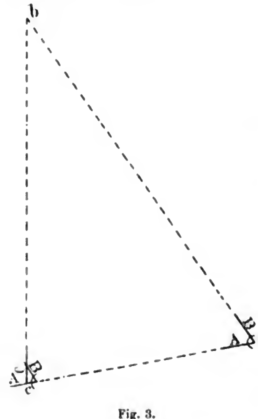


Fig. 3.

Man überträgt nun das Instrument nach *c*, richtet wieder (wie vorhin) *A* in die Basis ein und stellt *B* auf den ermittelten Winkel (*bac*) fest.

Setzt man nun die Leiste *C* in ein beliebiges Loch der Leiste *A* ein, so ergibt sich aus der Ziffer dieses Loches und der Basislänge, die bekannt sein muss, ein gewisser Werth für die Einheit der Theilung. Richtet man nun die Leiste *C* auf den Punkt *b* ein, so schneidet der Rosshaarfaden auf der Leiste *B*, die der Distanz *ab* entsprechende Verhältniszahl.

Wäre die Basis *ac* z. B. 120^m lang, hätte man *C* in Loch 6 eingesetzt und auf der Leiste *B* 28,5 abgelesen, so wäre die verlangte Distanz $ab = 570^m$ und die Lage des Punktes *b* mit Rücksicht auf den direct gemessenen Winkel *bac* somit bestimmt.

Es erscheint demnach im Vorstehenden das Princip des „Rayoniren und Schneiden" körperlich durchgeführt, wobei sich jedoch der wesentliche Vortheil ergibt, dass durch die beliebige Veränderlichkeit der

Basis am Instrumente der jeweilig günstigste Schnitt erzielt werden kann, was insbesondere dann von Wichtigkeit ist, wenn mehrere Punkte mit Benutzung derselben Basis im Terrain bestimmt werden sollen.

b) zum Ausstecken von Winkeln, Errichten von Senkrechten und dergl.

Leiste *A* und *B*.

Diese in der praktischen Feldmesskunst ungemein häufig vorkommenden Aufgaben werden mittels dieses Instrumentes auf einfache, schnelle und genaue Weise durch Benutzung des Gradbogens erzielt, was keiner weiteren Erklärung bedarf.

c) zum Messen von Höhen- und Tiefenwinkeln.

Leiste *A* und *B*.

Wird die Verbindung der Leiste *A* mit dem Stativringe scharnierartig und zwar so gestaltet, dass diese Leiste (und mit ihr die Leiste *B*) abwärts in die verticale Ebene geklappt werden kann, so ist das Instrument in dieser Form zum Bestimmen von Höhen- und Tiefenwinkeln verwendbar.

Die Fäden der Visire, die vorhin vertical standen, stellen sich nämlich dann — dem Zwecke entsprechend — horizontal dar. Um dieser Anwendung des Instrumentes zu entsprechen, soll die Libelle doppelt geschliffen sein. —

Im Allgemeinen soll vorstehend beschriebenes Instrument zu Skizzirungen, kleinen Triangulirungen, d. h. zum Bestimmen einzelner Punkte des Terrains namentlich dann dienen, wenn man sich nicht des Tisches bedienen kann oder will, dessen Handhabung und Transportirung unter gewissen Verhältnissen nicht gut thunlich erscheint.

Das Instrument soll ferner zu den bei Bauten aller Art nöthigen Vorarbeiten, Tracirungen, Profilirungen und Defilements verwendet werden und hierbei vornehmlich die üblichen langwierigen Winkelconstructionen durch Seile, Stäbe u. dgl. zu ersetzen bestrebt sein.

Anmerkung. Statt des Gradbogens kann auch ein ganzer Kreis angebracht, die Leiste *B* nach rückwärts verlängert und hier zum Behufe der Winkelablesung, bzw. Einstellung mit einem Indexstrich versehen sein.

Die Camera lucida von Dr. J. G. Hofmann

in Paris.

Die Fig. 1 stellt das Instrument dar, wie es bei einem horizontal gestellten Mikroskope Verwendung finden kann; das Stück *F* wird an das Mikroskoprohr angesteckt.



Fig. 1.

Soll das Mikroskop vertical stehen, so wendet man ein Verbindungsstück an, wie es durch Fig. 2 dargestellt ist. Das Rohr *H* wird auf das Mikroskoprohr gesteckt und am Ende *G* die Camera lucida angebracht. Die vom Objecte kommenden Strahlen werden bei *N* reflectirt und so nach der Camera lucida abgelenkt.



Fig. 2.

Was das Instrument selbst betrifft, so ist die Construction desselben ungemein einfach; Fig. 3 zeigt dieselbe im verticalen Schnitt, und eine einfache Betrachtung dieser Figur wird hinreichen, um die vom Erfinder getroffene Anordnung zu übersehen.

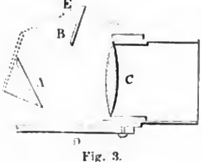


Fig. 3.

Die Lichtstrahlen gehen vom Objecte aus durch die Linse *C* hindurch und treffen auf den kleinen versilberten Spiegel *A*, von dessen Oberfläche sie auf das Planparallelglas *B* reflectirt werden und von hier aus durch die Oeffnung *E* in das Auge des Beobachters gelangen. Das Bild wird so am Fusse des Instrumentes auf das Papier projicirt, welches das Auge direct durch die Oeffnung *E* sieht.

Bei *D* befinden sich zwei kleine Linsen mit langer Brennweite, welche man, je nachdem es erforderlich ist, zusammen oder auch gesondert zwischen das Auge und das Papier einschalten kann.

Bei starken Vergrösserungen — über 500 — ersetzt man das durchsichtige Glas *B* durch ein gefärbtes, welches gleichfalls mit parallelen Flächen versehen ist.

Wie man sieht, wird die beschriebene Camera lucida ohne Ocular angewendet; allein dann ist für gewöhnlich die Vergrösserung zu bedeutend, so dass man bloss einen Theil des Bildes im Gesichtsfelde des Instrumentes übersehen kann. Der durch Fig. 4 dargestellte Hilfsapparat dient




Fig. 4.

dazu, diesem Missstande abzuhelfen. Derselbe besteht aus zwei planconvexen Linsen Nr. 2 und 3 von verschiedener Focaldistanz, welche man in die Röhre *H* (Fig. 2) so einsetzen kann, dass er in das Mikroskoprohr hinabragt. Bringt man bloss die Linse Nr. 3 an, so erhält man eine erste Verkleinerung des Bildes; geht dasselbe noch über das Gesichtsfeld hinaus, so kann man die Linse Nr. 2 allein anwenden, und reicht auch diese nicht hin, so wird die Verbindung beider Linsen immer eine genügende Verkleinerung des Bildes erzeugen.

Fig. 5.

Der Preis des completen Apparates beträgt 65 Francs; derselbe ist zu beziehen durch das optische Institut des Herrn Dr. Hofmann, 29 Rue Bertrand zu Paris.

Herr Hofmann hat den Apparat auch noch für die Zeichnung von landschaftlichen Objecten montirt; Fig. 5 zeigt diese Einrichtung, die wohl ohne weiteres verständlich ist.

(Nach einer Mittheilung des Herrn Dr. J. Pelletan im Journal de Micrographie.)

Vervollkommneter Vorlesungsapparat für Spiegelung und Brechung.

Von

G. Füchtbauer

in Nürnberg.

Im 10. Bande dieses Repertoriums S. 409 ff. beschrieb ich einen auf Taf. XX desselben Bandes abgebildeten Vorlesungsapparat zur Demonstration des Reflexions- und Refractionsgesetzes. Die wiederholte Benutzung des Apparates beim Vortrage führte zu einer vom Mechanikus Herrn Köpping dahier ausgeführten Vervollkommnung, welche es ermöglicht, dass auch entfernt sitzende Zuhörer die in Betracht kommenden Winkel bis auf Bruchtheile eines Grades gleichzeitig ablesen können.

Werden nämlich die zur Beleuchtung des Gradbogens *KK* dieses Apparates dienenden, galvanisch leuchtenden Kohlenspitzen Q und Q' (Taf. XX des 10. Bandes) in Thätigkeit gesetzt, so entsteht ein scharf begrenztes Schattenbild des Bogens in sehr grossem Maassstab auf der zunächst hinter dem Apparat liegenden Wand des Hörsaales, welche so weit nöthig mit einem grossen Stück weissen Ellenpapieres etc. bespannt wird. Um nun die Theilung selbst zu projiciren, werden in der Verlängerung der Gradtheilstriche kleine Löcher gebohrt und zur Erzielung runder Bilder von rückwärts so weit als möglich versenkt[1]). Die als Alhidaden dienenden Zungen *J* erstrecken sich mindestens bis zur Mitte der Löcher, welche nach Herstellung des elektrischen Lichtes an der Wand als helle Kreise erscheinen, hinreichend gross, um im ganzen Saale gesehen zu werden, und durchzogen von dem Schattenbilde der Zungenspitze. Die Anzahl der Grade zwischen dieser und dem

---

1) Bei einem Exemplar wurden statt der Löcher am oberen, von rückwärts abgeschrägten Rand rechteckige Zähne angebracht Nach Herstellung einer exact wirkenden Fräs- und Bohrvorrichtung blieb Herr Köpping bei den Löchern als leichter ausführbar und der Beschädigung weniger ausgesetzt stehen.

(höchst liegenden) Nullpunkte der Theilung lässt sich rasch ermitteln, da jeder fünfte Grad durch einen etwas grösseren und jeder zehnte durch einen noch grösseren hellen Kreis markirt ist. Hierdurch werden z. B. sämmtliche Zuhörer in den Stand gesetzt, gleichzeitig Einfalls- und Brechungswinkel einer brechenden Flüssigkeit in Graden abzulesen und etwa bis auf $^1/_5$ Grade zu schätzen.

In welchem Maasse die bezeichnete Vorrichtung ihren Zweck als Vorlesungsapparat erfüllt, wolle aus den nachstehenden Versuchsreihen entnommen werden, von denen die drei ersten ca. 1 Stunde, die drei letzten $1^1/_2$ Stunden Zeit erforderten. Es ist in denselben der Einfallswinkel mit α, der Brechungswinkel mit β, das Brechungsverhältnis $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$ mit n und die Abweichung desselben von dem mittleren Werth der gefundenen Brechungsverhältnisse mit δn bezeichnet.

I. Versuche an einem der Kreisrealschule zu Nürnberg gehörigen Apparat. Das elektrische Licht wurde durch 6 Grove'sche Elemente erzeugt, die Winkel wurden nur an dem an die Wand projicirten Bogen abgelesen.

a) Wasser.

Nr.	α	β	$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	δn
1	13° 15'	10° 0'	1,320	— 0,010
2	27 0	20 0	1,327	— 03
3	40 0	29 0	1,326	— 04
4	42 15	30 30	1,325	— 05
5	51 30	36 0	1,332	+ 02
6	59 48	40 0	1,345	+ 15
7	68 30	44 0	1,335	+ 05
		Mittel	1,330	

b) Weingeist.

Nr.	α	β	$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$
1	13° 30'	10° 0'	1,344
2	27 18	20 0	1,341
3	36 18	26 0	1,351
		Mittel	1,345

c) Petroleum.

Nr.	α	β	$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$
1	14° 30'	10° 0'	1,442
2	29 45	20 0	1,451
3	46 45	30 0	1,455
4	69 18	40 0	1,455
		Mittel	1,451

II. Versuche mit demselben Apparat. Die Winkel wurden direct am getheilten Bogen abgelesen.

a) Destillirtes Wasser von 15° C.

Nr.	α	β	$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	δn
1	7° 54'	6° 0'	1,315	— 0,0200
2	13 36	10 0	1,354	+ 190
3	21 48	16 12	1,331	— 040
4	26 48	20 0	1,318	— 170
5	34 0	25 0	1,323	— 120
6	41 48	30 0	1,333	— 020
7	48 42	34 0	1,343	+ 080
8	59 24	40 0	1 339	+ 040
9	69 12	44 0	1,346	+ 110
10	75 54	46 0	1,348	+ 130
11	79 24	47 24	1,335	+ 000
		Mittel	1,3350	

Das Brechungsverhältnis des Wassers von 15° für mittlere Strahlen (Fraunhofer'sche Linie *E*) ist 1,3355.

b) Schwefelkohlenstoff von 15,5° C. und 1,274 spec. Gew.

Nr	α	β	$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	δn
1	9° 42'	6° 0'	1,612	— 0,0239
2	16 18	10 0	1,616	— 199
3	23 42	14 0	1,661	+ 251
4	30 30	18 0	1,642	+ 061
5	34 6	20 0	1,639	+ 031
6	46 36	26 0	1,657	+ 211
7	55 12	30 0	1,643	+ 071
8	68 4	35 0	1,617	— 189
		Mittel	1,6359	

Das Brechungsverhältnis des Schwefelkohlenstoffs von 15,5° C. für die Linie *E* ist 1,6437, für die Linie *D* 1,6309.

c) Alkohol von 15° C. und 0,803 spec. Gew.

Nr.	α	β	$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	δn
1	13° 42'	10° 0'	1,364	— 0,0159
2	19 30	14 0	1,380	+ 001
3	23 54	17 0	1,386	+ 061
4	28 0	20 0	1,373	— 069
5	35 30	25 0	1,374	— 059
6	43 48	30 0	1,384	+ 041
7	51 42	35 0	1,400	+ 201
8	62 12	40 0	1,376	— 039
9	73 48	44 0	1,382	+ 021
		Mittel	1,3799	

Das Brechungsverhältnis des Alkohols von 17,6° C. und 0,815 spec. Gew. für die Linie *E* ist 1,3675.

Die Versuchsreihen lassen ersehen, dass sich der Apparat sehr gut dazu eignet, das Brechungsgesetz, die Zunahme der Ablenkung bei zunehmendem Einfallswinkel etc. zu demonstriren.

Nachtrag zum Polarisator.

Von

P. Glan.

Ich habe in einer früher[1]) in dieser Zeitschrift mitgetheilten Arbeit einen Polarisator beschrieben, bei dem das Verhältnis der Länge zur Breite kleiner war als bei allen sonst gebräuchlichen Kalkspatpolarisatoren. Es fand sich nach der Berechnung zu 0,831, so dass sich also die Länge kleiner als die Breite ergab. Bei dem mir damals vorliegenden Polarisator ergab sich ein etwas ungünstigeres Verhältnis der Länge zur Breite, nämlich 1,141, so dass er ein wenig länger als breit geworden war. Der Grund lag darin, dass bei der Berechnung vorausgesetzt war, dass die Luftschicht, die beide den Polarisator bildenden Prismen trennt, in den Seitenkanten der Endflächen endige, bei der Ausführung es sich aber als vortheilhafter erwies, sie unterhalb derselben in den Seitenflächen des Polarisators endigen zu lassen, um vor allem das Eintreten von Staub zu verhüten, auch die beiden Prismen in der Fassung besser befestigen zu können. Neuerdings ist mir nun von Herrn Optiker Halle in Potsdam ein Polarisator übersandt worden, bei dem sich das Verhältnis der Länge zur Breite viel günstiger stellt. Seine Länge beträgt 19,5^{mm}, seine Breite 21,1^{mm}; danach ist das Verhältnis der Länge zur Breite 0,924, und er ist in der That breiter als lang. Ein ihn ersetzendes Foucault'sches Prisma wäre um ein Drittel länger, ein ein gleiches Lichtbündel polarisirendes Nicol'sches Prisma drei- und einhalbmal länger.

Bibliographie.

Bulletin de la Société des Sciences Naturelles de Neuchatel. Tome XII cah. 1.

S. W. Burnham, Report to the Trustees of the „James Lick Trust" of Observations made on Mt. Hamilton whit reference to the Location of Lick Observatory. Chicago.

R. Clausius, Ueber die Anwendung des elektrodynamischen Potentials zur Bestimmung der ponderomotorischen und elektromotorischen Kräfte.

Die Geschichte und Entwickelung des elektrischen Fernsprechwesens. 2. Auflage. Berlin, Springer. 1880.

Ch. Fievez, Recherches sur le spectre du magnesium en rapport avec la constitution du Soleil.

W. Hess, Das Rollen einer Fläche zweiten Grades auf einer invariabeln Ebene. Inaugural-Dissertation. München 1880.

E. Pringsheim, Die absolute Declination und Horizontalintensität des Erdmagnetismus, im Gebäude des physikal. Instituts der Universität zu Breslau gemessen im Sommer 1879 und Frühling 1880.

1) Vgl. Bd. 16 S. 570.

E. Reitlinger und **Fr. Wächter,** Ueber elektrische Ringfiguren und deren Formveränderung durch den Magnet.

G. G. Stokes, Description of the Cord Supporter for Sunshine Recorders adopted at the Meteorological Office.

R. v. Trautwetter, Die magnetischen Beobachtungen am physikalischen Central-Observatorium zu St. Petersburg in den Jahren 1870—77.

A. Voller, Ueber die Nichtexistenz strahlender Materie in den Crookes'schen Röhren.

M. Weinberg, Ueber Methoden der Messung der Wellenlängen des Lichtes mittels Interferenzstreifen. Wien, Hölder.

Literatur.

Bericht über die wissenschaftlichen Instrumente auf der Berliner Gewerbeausstellung im Jahre 1879, bearbeitet von Prof. Dr. A. Christiani, Corvettenkapitän Dittmer, Prof. Dr. R. Doergens, Vermessungsdirigent W. Erfurth, Prof. Dr. G. Fritsch, Dr. O. Frölich, Dr. W. Giese, Prof. Dr. J. Hirschberg, Landesvermessungsrath J. Kaupert, Geh. Regierungsrath Prof. Dr. H. Landolt, Prof. Dr. Th. Liebisch, Regierungsrath Dr. L. Löwenherz, Prof. Dr. A. Pinner, Dr. A. Sprung, Major F. Steinhausen, Prof. Dr. H. W. Vogel, Prof. Dr. K. Ed. Zetzsche und unter Mitwirkung von Generallieutenant v. Morozowicz, Geh. Regierungsrath Prof. Dr. Helmholtz, Kapitän zur See Freiherrn v. Schleinitz, Wirkl. Admiralitätsrath Prof. Dr. Neumayer, Prof. Dr. W. Förster herausgegeben von Dr. L. Löwenherz, Regierungsrath bei der kaiserl. Normal-Eichungscommission. Berlin, Verlag von Julius Springer. 535 Seiten Text Lex.-Octav mit 292 in den Text eingedruckten Holzschnitten.

Wenn der Physiker auf Reisen ein fremdes Laboratorium besucht, so wird er sein Augenmerk nicht darauf richten, nachzusehen, ob alles da ist, was er selbst zu Hause hat; er wird im Gegentheil bemüht sein zu beobachten, was in dem ihm bisher unbekannten Institut eigenartig ist und was er Neues zu finden hat. In gleichem Maasse wird sich dieses Bestreben bei der Besichtigung einer grösseren Ausstellung geltend machen.

Gerade von diesem Gesichtspunkte aus bot nun die Berliner Gewerbeausstellung im Jahre 1879 sehr viel Interessantes, und es war deshalb ein sehr verdienstliches Unternehmen, auch denjenigen, dem die Besichtigung der genannten Ausstellung nicht vergönnt war, durch den vorliegenden Bericht mit den in Berlin ausgestellten Neuigkeiten auf dem Gebiete der Präcisionsmechanik bekannt zu machen.

Für die Correctheit und Güte der einzelnen Theile des Berichtes sprechen die oben citirten Namen der Verfasser; wir haben dazu bloss zu bemerken, dass sich dabei vortheilhaft geltend macht, dass man überall die directe Wechselbeziehung des Berichterstatters mit dem Verfertiger der einzelnen Instrumente wahrnimmt, welcher Umstand nach unserer Ansicht den Werth des Berichtes wesentlich erhöht. Der Text wird unterstützt durch eine grosse Anzahl vortrefflicher Figuren, wie überhaupt die ganze Ausstattung des Werkes als eine vorzügliche bezeichnet werden muss.

In die einzelnen Details des reichen Inhaltes einzugehen würde uns hier zu weit führen; wir schliessen mit der Ueberzeugung, dass keiner unserer Leser das Buch, das gewiss ein werthvolles Gedenkblatt in der Geschichte der wissenschaftlichen Instrumentenkunde bleibt, unbefriedigt aus den Händen legen wird.

Beschreibung eines neuen stereoskopischen Oculars

nebst allgemeinen Bemerkungen über die Bedingungen mikrostereoskopischer Beobachtung.

Von

E. Abbe.

I.

Während unter den Mikroskopikern englischer Zunge das Binocularmikroskop seit lange allgemeine Verbreitung gefunden hat und die Normalform aller grösseren, einigermassen vollständig ausgerüsteten Instrumente darstellt, sind entsprechende Einrichtungen in Deutschland nur ganz vereinzelt im Gebrauch und den Meisten bloss dem Namen nach bekannt. Zum Theil mag diese ungleiche Werthschätzung der binocularen Beobachtung wohl zusammenhängen mit der traditionellen Verschiedenheit in der Ausbreitung und Richtung des wissenschaftlichen Interesses an der Mikroskopie diesseits und jenseits des Kanals; zum grösseren Theil aber ist die Vernachlässigung des Binoculars auf dem Continent jedenfalls dem Umstand zuzuschreiben, dass die von den continentalen Mikroskopikern aus guten Gründen bevorzugte Form und Grösse des Mikroskopstativs für die bisher bekannten Binoculareinrichtungen entschieden ungünstig sich zeigt. Das durch Einfachheit und gute Wirkung vor allen ausgezeichnete Wenham'sche Binocular ist durchaus auf den langen Tubus der englischen Mikroskope angewiesen. Alle Constructionen des stereoskopischen Apparates aber, welche sich an Stativen nach dem gewöhnlichen continentalen Modell anbringen lassen, sind viel verwickelter und schwieriger in der Ausführung und weniger vortheilhaft im Gebrauch.

Die Unbequemlichkeit eines ungewohnten und zu dem sonst benutzten optischen Apparat nicht passenden Statives dem Binocular zu Liebe in den Kauf zu nehmen wird den Mikroskopikern um so

weniger indicirt erscheinen, als bei den meistverbreiteten Binocular-einrichtungen ein befriedigender Gebrauch auf ziemlich geringe Vergrösserungen beschränkt bleibt und deshalb auf vielen Gebieten des mikroskopischen Studiums gar keinen oder nur gelegentlichen Nutzen verspricht. Von dieser Einschränkung des Gebrauches sind unter den mir bekannten stereoskopisch wirkenden Einrichtungen das Stephenson'sche Binocular und das stereoskopische Ocular von Tolles allerdings frei. Das erste, welches bei geschickter Ausführung vorzügliche Wirkung ergibt, ist jedoch auf einen Tubus von ganz abweichender Construction angewiesen, der nicht nebenbei als einfacher Tubus verwandt werden kann, und erfordert, wenn jener Vorzug zur Geltung kommen soll, obendrein eine besondere für den gewöhnlichen Gebrauch nicht sehr willkommene Form der Objectivfassungen. Das Tolles'sche Ocular und seine Nachbildungen hinwiederum leiden an dem Uebelstand, dass es entweder eine sehr erhebliche Verlängerung des Tubus herbeiführt oder, wenn diese Unbequemlichkeit vermieden werden soll, die optische Wirkung der meisten Objective stark derangirt, weil dieselben in diesem Fall auf einen bedeutend kürzeren Bildabstand als beim regelmässigen Gebrauch, also mit wesentlich verändertem Strahlengang in Anspruch genommen werden müssen.

Das Folgende betrifft nun einen Versuch, die binoculare, bezüglich stereoskopische Beobachtung — deren Nutzen, wenigstens für manche Aufgaben des mikroskopischen Studiums, nicht wohl in Abrede gestellt werden kann — von den zuvor erwähnten beengenden Schranken zu befreien und zu einer überall und mit jedem Mikroskop verwendbaren Beobachtungsmethode zu erweitern. Er verfolgt demnach das doppelte Ziel, eine Einrichtung des Binoculars zu gewinnen, welche einerseits nicht an eine bestimmte Grösse des Stativs gebunden, namentlich auch mit dem niedrigen continentalen Modell vortheilhaft zu gebrauchen ist, und welche andererseits noch mit beträchtlichen Vergrösserungen ohne erschwerende Bedingungen vollkommen functionirt.

Der letzte Anspruch hat mir insofern die Richtschnur vorgezeichnet, als er auf die Nothwendigkeit hinweisen musste, die Verdoppelung des Bildes und die für specifisch stereoskopische Effecte erforderliche Differenzirung desselben durch Halbirung der abbildenden Strahlenkegel — welches beides in allen bisher angewandten Apparaten Hand in Hand geht — durch getrennte, von einander unabhängig wirkende Mittel herbeizuführen. Sollen nämlich Prismen,

welche die Strahlenkegel in divergirende Sehrichtungen leiten, gleichzeitig auch eine übereinstimmende Halbirung jener für das ganze Sehfeld bewirken, so müssen diese Prismen an einer Stelle eingreifen, wo alle Strahlenkegel einen gemeinsamen Querschnitt besitzen. Sie müssen also entweder ganz dicht an die Oeffnung des Objectivs heran — eigentlich in diese Oeffnung hinein — gerückt oder im genauen Niveau eines reellen Bildes der Objectivöffnung angebracht werden. Das Erstere bezweckt die Stephenson'sche Construction; das Letztere wird bei der Einrichtung von Tolles durch ein Zwischenobjectiv möglich gemacht, welches einen Strahlengang wie beim terrestrischen Fernrohrocular herbeiführt. Bei den Binocularen nach Wenham's und Nachet's System dagegen müssen die Prismen aus mechanischen Gründen einen gewissen Abstand von der Oeffnung des Objectivs behalten, und dieser Abstand lässt sich nicht so weit vermindern, dass er nicht bei stärkeren Linsen ein Vielfaches von deren Brennweite erreichte. Im Niveau des Prismas, oder der Prismen, sind daher die Querschnitte der Strahlenkegel, die nach verschiedenen Punkten des Sehfeldes zielen, schon bedeutend getrennt, und bei einigermassen starken Objectiven ist deshalb keine gleichmässige Halbirung, d. h. keine gleichmässige Beleuchtung der beiden Sehfelder mehr möglich. Bei abnehmender Brennweite des Objectivs geht das ganze Licht für die eine Hälfte des Sehfeldes mehr und mehr in das eine und für die andere Hälfte in das andere Ocular.

Um alle diese Erschwerungen zu vermeiden, habe ich den Weg eingeschlagen: die Verdoppelung des mikroskopischen Bildes zum Zweck binocularer Beobachtung ohne Halbirung der Strahlenbüschel herbeizuführen, nämlich durch eine gleichmässige Spaltung aller aus dem Objectiv austretenden Strahlen mittels partieller Reflexion, wobei die Spaltung in einem ganz beliebigen Niveau erfolgen kann; die dem stereoskopischen Effect dienende Halbirung aber nach der Spaltung zu bewirken, und zwar in den reellen Bildern der Objectivöffnung, welche die einzelnen Oculare oberhalb der Augenlinsen projiciren.

Dieses Princip lässt sich in gleicher Weise für die Construction sowohl eines Binoculartubus wie auch eines stereoskopischen Oculars verwerthen. Ich habe es für den letzteren Zweck in Ausführung gebracht und glaube in dem im Folgenden zu beschreibenden Doppelocular ein Instrument gewonnen zu haben, das nicht nur die binoculare und stereoskopische Beobachtung ohne jede Nebenbedingung

auf beliebig hohe Vergrösserungen auszudehnen gestattet, sondern zugleich als ein handlicher Nebenapparat mit jedem beliebigen Mikroskop benutzt werden kann.

Ich gebe hier zunächst die Beschreibung dieses Doppeloculars in Anschluss an die nachstehende Zeichnung. Diese stellt in halber natürlicher Grösse einen genauen Durchschnitt durch den Apparat dar, so wie selbiger in der Werkstatt von C. Zeiss in Jena construirt worden ist und von dieser von jetzt ab geliefert wird.

Den Körper des Instrumentes bildet ein allseitig geschlossenes Messinggehäuse AA', welches im Innern eine Combination aus drei Crownglasprismen (a, b, b') enthält. Die Deckplatte des Gehäuses trägt die beiden Oculare B, B', das erstere in fester Stellung, das zweite auf einem verschiebbaren Schlitten; die Bodenplatte trägt eine leere Hülse C, mit welcher sich das Ganze in den Tubus eines beliebigen Mikroskops ganz wie ein gewöhnliches Ocular einstecken lässt. — Die beiden Prismen a und b sind in solcher Art zu einem festen Stück verbunden, dass sie zusammen eine dicke Planplatte repräsentiren, deren Continuität jedoch durch

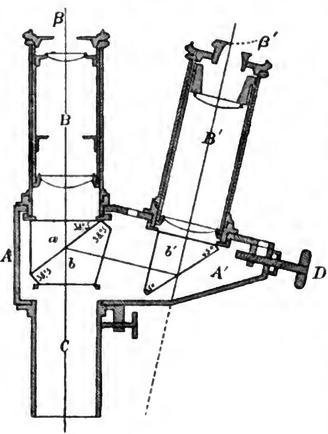


Fig. 1.

eine Luftschicht von ganz minimaler Dicke, unter einem Winkel von 38,5° gegen die Achse geneigt, unterbrochen ist. Die Dicke dieser lufterfüllten Schicht ist durch geeignete dünne Zwischenlagen auf weniger als 0,01 mm gebracht. Die vom Objectiv kommenden Strahlenkegel unterliegen an ihr einer Zerlegung in einen transmittirten und einen reflectirten Theil. Die transmittirten Strahlen durchsetzen das Doppelprisma ab ohne alle Ablenkung und formiren das Bild des Objectes im axialen Ocular B; die reflectirten Strahlen treten — den in der Zeichnung angegebenen Winkeln entsprechend — in normalem Durchtritt durch die zweite Seitenfläche des Prisma b, um einen Winkel von 13° gegen die Horizontale geneigt, aus und

werden durch totale Reflexion an der Hypotenusenfläche des gleichschenklig-rechtwinkligen Prisma *b'* mit einer Ablenkung um 90° in das Ocular *B'* geworfen, dessen Achse gleichfalls um 13° von der Achse des Mikroskopes abweicht.

Die Anpassung des Ocularabstandes an die Augendistanz des Beobachters geschieht mittels der Schraube *D*, welche das Ocular *B'* mitsammt dem an seiner Fassung sitzenden Prisma *b'* parallel fortführt. Der Spielraum dieser Bewegung umfasst die kleinsten bei Erwachsenen vorkommenden und auch noch ziemlich grosse Augendistanzen. Da aber die Oculare in ihren Hülsen verschiebbar sind, so kann durch gleichmässiges Ausziehen beider — wobei je 10^{mm} den Abstand um 2,3^{mm} vergrössern — selbst eine abnorm grosse Augenweite eingestellt werden. Ungleichmässiges Ausziehen der Oculare gestattet ausserdem die häufig vorhandene Verschiedenheit der Sehweite beider Augen zu compensiren.

Die Oculare sind gewöhnliche zweigliedrige Systeme, jedoch von ganz verschiedener Zusammensetzung, um die ungleiche Weglänge der geradlinigen und der doppelt gebrochenen Achse auszugleichen und trotz dieser Ungleichheit scharfe Bilder von gleicher Vergrösserung mit derselben Einstellung des Mikroskopes zu gewinnen.

Die Halbirung der abbildenden Strahlenkegel, zum Zweck des stereoskopischen Sehens, wird bewirkt durch halbseitige Abblendung der über den Ocularen — in den sog. Augenpunkten β, β' — auftretenden reellen Bilder der Objectivöffnung, welche die gemeinsame Durchgangsfläche aller aus je einem Ocular austretenden Strahlenbüschel darstellen. Für diesen Zweck dienen besondere Oculardeckel, wie ein solcher in der Zeichnung über dem Ocular *B'* im Durchschnitt abgebildet ist. Der Deckel trägt ein Diaphragma mit halbkreisförmigem Ausschnitt, dessen geradlinige Kante genau in der optischen Achse des Oculars liegt; dieses Diaphragma kann mittels des in der Zeichnung angedeuteten Gewindes höher oder tiefer eingestellt werden, um die Abblendung genau im Niveau des Oeffnungsbildes auszuführen und damit eine ganz gleichmässige Halbirung der Strahlenkegel von allen Punkten des Sehfeldes zu erhalten. — Die Regulirung des Niveaus der Blenden erfolgt für eine bestimmte Höhe des Mikroskoptubus ein für alle Male, indem man diejenige Stellung aufsucht, bei der das Oeffnungsbild (welches beim Entfernen des Auges vom Ocular als ein heller Kreis über demselben sichtbar ist) keine Parallaxe gegen die

Kante des Diaphragmas zeigt, d. h. beim seitlichen Bewegen des Auges fest an dieser Kante zu haften scheint.

Jedem der beiden Oculare ist ein derartiger Deckel mit justirbarer Halbblende, ausserdem aber auch ein gewöhnlicher Oculardeckel mit kreisförmiger Oeffnung (wie der auf Ocular *B* abgebildete) beigegeben. Die Deckel werden auf die Fassungen der Oculare mit einem kurzen Konus bloss aufgesteckt, so dass sie mit einem einzigen Handgriff vertauscht werden können. — Das einfache Umdrehen der mit Halbdiaphragma versehenen Deckel gestattet (wie im Folgenden näher erklärt werden wird) beim stereoskopischen Sehen nach Belieben orthoskopischen oder pseudoskopischen Effect herbeizuführen.

II.

Der im Vorstehenden gegebenen Beschreibung des Doppeloculars lasse ich nun eine kurze Analyse seiner Wirkungsweise folgen, welche zugleich die Richtschnur für seinen zweckmässigen Gebrauch enthalten wird.

Spaltung der aus dem Objectiv austretenden Strahlenkegel durch partielle Reflexion an einer planparallelen Glasplatte ist (wie auch Doppelbrechung durch Kalkspatprismen) schon von Anderen zum Zweck binocularer Beobachtung in Anwendung gebracht worden, jedoch stets unter Verzichtleistung auf den specifisch stereoskopischen Effect der geometrischen Halbirung der Strahlenkegel. — Das hier benutzte, meines Wissens neue Mittel zur Erzielung partieller Transmission und Reflexion, eine in ein stärker brechendes Medium eingefügte verschwindend dünne Luftschicht, wirkt in der Hauptsache ganz wie eine planparallele Glasplatte; es hat jedoch vor einer solchen zwei wesentliche Vorzüge voraus. Erstens kann die Dicke der reflectirenden Schicht hier beliebig vermindert und dadurch die Entstehung von Doppelbildern auch bei convergirenden oder divergirenden Strahlenbüscheln ganz verhütet werden — während solche unvermeidlich sind, sobald der Abstand der beiden reflectirenden Flächen, wie im Falle einer Glasplatte, eine für die Vergrösserungskraft des Oculars sichtbare Grösse bleiben muss. Zweitens erlangt bei meiner Einrichtung der reflectirte Strahl eine beträchtlich grössere Intensität, als er bei Reflexion von Luft zu Glas unter ähnlichem Incidenzwinkel erhalten würde, weil hier der Uebergang von Glas zu Luft bis auf wenige Grade an den Grenzwinkel der totalen Reflexion (ca. 41^0 für Crownglas) herangeführt werden kann.

Unter den angegebenen Verhältnissen beträgt die Intensität der reflectirten Strahlen knapp $^1/_3$, die der transmittirten reichlich $^2/_3$ des unzertheilten Lichtes. Dem entsprechend erscheint denn in der That das Sehfeld des axialen Oculars sichtlich heller als dasjenige des excentrischen Oculars mit dem nämlichen Auge gesehen. Dieses ist indes nicht nur kein Mangel der in Rede stehenden Binoculareinrichtung, sondern im Gegentheil ein entschiedener Vortheil. Denn die Erfahrung hat längst ergeben, dass die Erzielung eines guten stereoskopischen Effectes ein möglichst vollkommenes und klares Bild erfordert, neben welchem das andere ohne sichtbaren Nachtheil von merklich geringerer Vollkommenheit sein darf; und es ist von vorn herein zu erwarten, dass diese Erfahrung auch auf Unterschiede der Helligkeit in gleicher Weise Anwendung finden werde. Ausserdem aber kommt noch der besondere Umstand in Betracht, dass die beiden Augen eines Individuums, in Folge des — zumal beim Mikroskopiker — ausnahmslos bestehenden ungleichmässigen Gebrauchs, immer ungleiche Lichtempfindlichkeit zeigen. Das weniger gebrauchte Auge, dessen Sehschärfe stets geringer ist als die des geübten, bekundet diesem gegenüber eine erhöhte Lichtempfindlichkeit (Reizbarkeit); und der Unterschied ist — wie ich an mir selbst und an mehreren anderen Personen constatirt habe — so beträchtlich, dass das objectiv lichtschwächere Bild des seitlichen Oculars mit dem ungeübten (gewöhnlich linken) Auge betrachtet dem subjectiven Eindruck noch öfters sogar heller erscheint als das andere mit dem geübten Auge gesehen. Die ungleichmässige Spaltung des Lichts bei der partiellen Reflexion ist demnach ein höchst willkommenes Moment für die Ausgleichung jener physiologischen Differenz; der Beobachter hat nur darauf Bedacht zu nehmen, dass er das seitliche Ocular stets mit dem weniger geübten Auge benutzt.

Bei der beschriebenen Prismencombination werden alle Grenzflächen, abgesehen von denen der dünnen Luftschicht, unter senkrechter Incidenz der axialen Strahlen durchsetzt. Die Prismen wirken demnach in beiden Strahlengruppen durchaus wie senkrecht zur Achse eingeschaltete Planplatten und geben keinerlei seitliche Verschiebungen oder astigmatische Wirkungen. Der absolute Lichtverlust beim Durchgang durch gut gearbeitete Prismen aus wasserhellem Crownglas ist bekanntlich sehr gering — praktisch kaum bemerkbar; und wenn alle Flächen, zumal die sehr empfindlichen

Grenzflächen der reflectirenden Schicht, ganz exact ausgeführt sind (was allerdings die Grundbedingung einer guten Leistung des Apparates ausmacht), so bewahren beide Bilder ganz unverminderte Bildschärfe. Das axiale Bild ist sogar in der Helligkeit kaum von demjenigen eines einfachen Oculars zu unterscheiden.

Eine nähere Erklärung verlangt noch die Einrichtung der Oculare. — Vollständige und sichere Verschmelzung der beiden Bilder beim binocularen Sehen erfordert unter den hier in Frage stehenden Verhältnissen die Erfüllung von drei Bedingungen. Es müssen nämlich erstens beide Bilder mit derselben Einstellung des Objectivs scharf erscheinen; zweitens müssen sie unter gleichem Sehwinkel, also unter gleicher Vergrösserung gesehen werden; drittens endlich müssen die Augenpunkte beider Oculare, die Kreuzungsstellen der austretenden Strahlenkegel, wenigstens sehr annähernd gleichen Abstand vom Convergenzpunkt der Ocularachsen besitzen, oder die Verbindungslinie $\beta\beta'$ der beiden Augenpunkte muss mit den Ocularachsen ein gleichschenkliges Dreieck bilden, damit im Niveau des Convergenzpunktes gleich vergrösserte Bilder auftreten und die Sehachsen beider Augen zur Verbindungslinie symmetrisch bleiben.

Der erstgenannte Anspruch deckt sich augenscheinlich mit der Forderung eines beiderseits gleichen Abstandes zwischen dem reellen Objectivbild und dem Objectiv, wenn auf der einen Achse der geradlinige Weg, auf der andern der rectificirte Weg des zweimal reflectirten Strahles in Anschlag gebracht wird. Die Oculare müssen demnach, damit die beiderseits sichtbaren Bilder demselben Niveau im Object conjugirt seien, auf Punkte der betreffenden Achsen eingestellt werden, deren geradliniger Abstand vom Convergenzpunkt dieser Achsen um ein beträchtliches verschieden ist; und zwar beträgt im vorliegenden Fall dieser Unterschied ca. 33^{mm} Luftweg, um welche Strecke der Einstellungspunkt (Focus) des seitlichen Oculars dem Convergenzpunkt näher liegen muss. Die zweite Bedingung erfordert nun, da die reellen Objectivbilder, der ersten zufolge, offenbar gleiche Vergrösserung erhalten werden, für beide Objecte gleiche Aequivalentbrennweite, um gleiche Gesammtvergrösserungen zu erhalten. Die dritte Anforderung besagt darauf hin, dass trotz des ungleichen Abstandes der Einstellungsebenen und trotz gleicher Brennweite die Augenpunkte der Oculare, d. h. die Stellen der Achsen, an welchen

die Oeffnung des Objectivs sich abbildet, wieder gleichen Abstand von jenem Convergenzpunkt erhalten müssen.

Diese auf den ersten Blick schwer vereinbaren Ansprüche an die Wirkungsweise der Oculare lassen sich in der That erfüllen, selbstverständlich jedoch nur mit Ocularen ganz verschiedener Construction. Das dioptrische Problem, auf welches die Aufgabe sich reducirt — ein Linsensystem von gegebener Brennweite zu bestimmen, dessen beide Brennpunkte einen gegebenen Abstand haben — gestattet sogar eine strenge Lösung noch unter der Voraussetzung eines Systems aus zwei einfachen Linsen, ohne mit der Forderung gleicher Brennweiten für verschiedene Farben (der Bedingung der Achromasie der Oculare) in Widerspruch zu kommen. Diesen Umstand benutzend ist als Hauptocular ein gewöhnliches Huyghens'sches von 45^{mm} Brennweite angenommen worden, worauf hin das zugehörige seitliche Ocular eine dem Ramsden'schen ähnliche Linsencombination wird, deren Focus nahezu mit dem Niveau des Collectivglases zusammenfällt.

Die Erfüllung der oben genannten drei Bedingungen würde ohne weiteres durch congruente Oculare zu erreichen sein, wenn man als solche teleskopische Linsencombinationen benutzen wollte — wie von H. Goltsch für einen Binoculartubus vorgeschlagen worden ist (dieses Repertorium Bd. 15 S. 653). Um jedoch in irgend einem Falle derartige Oculare verwenden zu dürfen, müssten die Objective entweder speciell zu solchem Gebrauch oder allgemein für ihren unteren Hauptbrennpunkt sphärisch und chromatisch corrigirt sein. Obwohl nun ein derartiger Plan für die Construction der Objective, allgemein angenommen, durchaus nicht irrationell wäre, so hat ihn doch bis jetzt noch kein Optiker adoptirt, und es wird dieses auch wohl so bald noch nicht geschehen. Wollte man aber die Objective, welche etwa für eine Bildweite von 180^{mm} adjustirt sind, wie H. Goltsch vorschlägt, ohne weiteres mit einem so ganz abweichenden Strahlengang benutzen, so würden bei einigermassen erheblichen Oeffnungswinkeln die Bilder unerträglich schlecht ausfallen. Man müsste dann solchen Objectiven erst noch eine dispansive Correctionslinse hinzufügen, um parallel austretende Strahlen bei der Einstellung auf den gewöhnlichen aplanatischen Focus zu erhalten.

Endlich ist die zur Theilung der Strahlenbüschel angewandte Methode einer Erörterung zu unterziehen. — Ohne eine Vorkehrung

dieser Art, also mit gewöhnlichen Oculardeckeln beiderseits verwandt, vermittelt das Doppelocular zwar unter allen Umständen ein binoculares Sehen, mit vollständiger Verschmelzung beider Netzhautbilder; da diese aber, bis auf den Unterschied der Helligkeit, völlig identisch sind, so fehlen alsdann noch die wesentlichen Voraussetzungen für eine eigentlich stereoskopische Wirkung des Doppelsehens.

Nichtsdestoweniger zeigt der Versuch, dass schon die indifferente binoculare Beobachtung eine sichtliche Annäherung an stereoskopische Effecte herbeiführt. Präparate, welche überhaupt solche in charakteristischer Weise zulassen, treten, in der erwähnten Weise besehen, auffällig plastischer hervor als im einfachen Bild, und namentlich kleine Objecte, unter Vergrösserungen über 2—300 betrachtet, lassen öfters kaum den Unterschied von einem im eigentlichen Sinne stereoskopischen Bild erkennen. — Diese Wahrnehmung kann auch kaum befremden, wenn man erwägt, dass die Auffassung der Tiefendimension in keinem Falle dem Sinneseindruck als solchem zugehört, vielmehr durchaus Sache des Vorstellens und unbewussten Urtheilens ist, zu welchem das Auge nur die Antriebe und Stützpunkte zu liefern hat. Es scheint nun die blosse Thatsache, dass derselbe Gegenstand mit beiden Augen zugleich gesehen wird, schon einen kräftigen Antrieb zu enthalten, die zu verschmelzenden Netzhautbilder räumlich zu construiren.

Kömmt sonach auch schon die Benutzung des Doppeloculars ohne weitere Vorkehrungen der Auffassung körperlicher Formen vielfach zu statten, so steht doch andererseits die Prägnanz, Sicherheit und Beständigkeit der Eindrücke bei dieser Art des Gebrauches hinter einem eigentlich stereoskopischen Effect im Allgemeinen bedeutend zurück, wie namentlich an gröberen, mit schwachen Vergrösserungen zu beobachtenden Objecten sogleich erkannt wird. Zu einer Wahrnehmung des Körperlichen mit dem Eindruck voller sinnlicher Unmittelbarkeit gehört eine wirkliche Differenzirung der beiden Netzhautbilder in der Beleuchtung und vor allem in der Perspective der Projection, die sich in ungleicher parallaktischer Verschiebung des hinter einander Liegenden kenntlich macht. Dieses beides allein gewährt kräftige und sichere Indicationen für die räumliche Construction des Gesehenen. Beim mikroskopischen Sehen können die Bedingungen für eine solche Differenzirung aber nur durch Halbirung der vom Object ausgehenden Strahlenkegel —

oder, allgemeiner ausgedrückt, durch gleichzeitiges Abbilden des Objectes mittels Strahlen, die gegen seine Ebene ungleich geneigt sind — erfüllt werden.

Es ist nun sogleich einleuchtend, dass die Halbirung der Strahlenkegel mit gleichem Erfolg an jeder Stelle ausgeführt werden kann, wo alle von den verschiedenen Punkten des Objectfeldes ausgehenden Strahlenkegel einen gemeinsamen Querschnitt besitzen. Eine solche Stelle ist aber das vom Ocular entworfene reelle Bild der Objectivöffnung — welches man wegen seiner eigenthümlichen Functionen beim mikroskopischen Sehen füglich die Pupille des Mikroskops nennen kann — ganz ebenso wie die Oeffnung des Objectivs selbst. Da jeder Punkt dieses Oeffnungsbildes je einem Punkt der wirklichen Oeffnung und jede Hälfte des ersteren einer Hälfte der letzteren entspricht (oder im Sinne der geometrischen Optik conjugirt ist), so ist die Halbirung des Oeffnungsbildes gleichwerthig mit der Halbirung der Oeffnung selbst; und wenn nun, wie beim vorliegenden Apparat, jedes Ocular für sich das volle Bild der Oeffnung entwirft, so muss eine symmetrische Halbirung beider Bilder durch hälftiges Verdecken derselben in allen Stücken ganz dieselbe Wirkung auf die zum Auge gelangenden Strahlenbüschel ergeben wie eine Theilung dieser Büschel bei ihrem Austritt aus dem Objectiv. Sofern dabei — wie durch die oben beschriebene Einrichtung vorgesehen — die Abblendung genau im Niveau der Oeffnungsbilder bewirkt wird, erfolgt die Halbirung in einer idealen Gleichmässigkeit, wie sie nur durch Prismen innerhalb der Objectivöffnung (statt über derselben) erreicht werden könnte.

Im vorliegenden Falle lässt sich nun eine symmetrische Halbirung der abbildenden Strahlenkegel auf zweifache Art ausführen, indem entweder die beiden inneren oder die beiden äusseren Hälften der kreisförmigen Oeffnungsbilder verdeckt werden können. Im ersteren Falle zeigen die wirksam bleibenden Halböffnungen die Constellation *a*, im zweiten Falle die Constellation *b*. Beide Male ist die Pupille des Mikroskops in zwei Halbpupillen aus einander gezogen, nur dass diese im ersten Falle in ihrer natürlichen, im zweiten Falle in invertirter Stellung wirksam sind. Es ist nun ganz allgemein zu erweisen, dass die Verschiedenheit beider Bilder in Bezug auf Beleuchtung und in Bezug auf parallaktische Verschiebung hinter

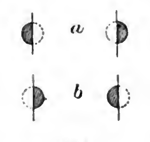


Fig. 2.

einander liegender Schichten bei der ersteren Anordnung stets den natürlichen Raumverhältnissen der Objecte, bei der zweiten Anordnung aber stets einer Inversion der Tiefendimensionen entsprechen muss, durch was immer für optische Mittel die Abbildung selbst und die Theilung der Strahlenkegel erzielt sein mag. Diese Regel ergibt ein allgemein gültiges Kriterium für die Beurtheilung des stereoskopischen Effectes — orthoskopisch oder pseudoskopisch — bei jeder Art von Binoculareinrichtung; sie macht alles allein davon abhängig, ob die beiden Pupillen des Beobachters mit ihren äusseren oder mit ihren inneren Hälften in Anspruch genommen werden. Auf das in Rede stehende Doppelocular angewandt lässt obiger Satz erkennen, dass beide Arten der Wirkung — wie der Versuch ganz eclatant bestätigt — nach Belieben erhalten werden können, ohne irgend eine andere Veränderung als einfaches Umdrehen der die Halbblenden tragenden Oculardeckel.

Die hier benutzte Methode zur Halbirung der abbildenden Strahlenkegel hat nun vor der Anwendung von Prismen über dem Objectiv den wesentlichen Vorzug, dass sie bei schwachen und bei starken Objectiven und bei jeder Form der Linsenfassung gleich vollkommen wirkt. Wenn die Diaphragmen im Niveau der Oeffnungsbilder über den Ocularen angebracht sind, so werden die von den Randpunkten des Sehfeldes ausgehenden Strahlenkegel genau in derselben Weise getheilt, resp. halbirt, wie die in der Achse verlaufenden; und da die Oeffnungsbilder vollkommen zugänglich sind, so lässt sich jene Bedingung immer in genügender Genauigkeit erfüllen, wenn nur Vorsorge getroffen ist, dass der Oculardeckel nach Bedürfnis etwas höher oder etwas tiefer eingestellt werden kann. Dieses ist nöthig um der Niveauveränderung des Oeffnungsbildes, die bei beträchtlich veränderten Abständen der Oculare vom Objectiv merklich wird, jederzeit folgen zu können.

Als ein Nachtheil meiner Einrichtung gegenüber allen sonst angewandten binocularen Mikroskopen wird es zunächst erscheinen, dass hier die Halbirung der Strahlenbüschel die Hälfte der vom Objectiv dem Bilde zugeführten Lichtmenge durch Abblendung völlig verloren gehen lässt. So weit nun aber die geringen Vergrösserungen in Betracht gezogen werden, auf welche bisher die binoculare Beobachtung grösstentheils beschränkt war, würde selbst eine so beträchtliche Verminderung der nutzbaren Lichtmenge kaum als ein Mangel empfunden

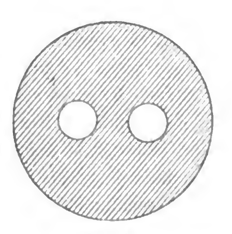
werden, weil unter jenen Umständen auch trübe Tagesbeleuchtung immer noch reichlich genügende Helligkeit ergibt. Die Sache stellt sich in Wirklichkeit aber wesentlich günstiger in Folge eines besonderen Umstandes, der mir bei den ersten Versuchen mit dem Doppelocular entgegengetreten ist. Es zeigt sich nämlich, dass zur Erzielung eines vollkommenen stereoskopischen Effectes keineswegs die Halbirung beider Oeffnungsbilder erforderlich ist, dass vielmehr die hälftige Abblendung eines einzigen, und zwar schon die des seitlichen lichtschwächeren Oculars, völlig genügt. Unter sehr verschiedenartigen Präparaten, welche ich dem Versuch unterworfen habe, ist mir nur selten der Fall vorgekommen, dass nicht schon diese einseitige Halbirung der Strahlenkegel die stereoskopische Wahrnehmung ebenso leicht und ebenso prägnant ergeben hätte wie die doppelseitige oder wie die Beobachtung durch ein Binocularmikroskop nach dem gewöhnlichen Princip, und zwar die richtige Tiefenperspective bei der dem Schema *a* entsprechenden und die pseudoskopische bei der dem Schema *b* entsprechenden Stellung der Blende über dem excentrischen Ocular. Es ist also augenscheinlich die Unsymmetrie in der Beleuchtung und parallaktischen Gruppirung der Schichten in dem einen, verhältnismässig lichtschwachen, Bild schon ein genügend sicherer Leitfaden für die räumliche Projection der zu verschmelzenden Netzhauteindrücke.

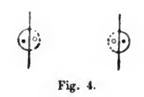
Auf Grund dieser Thatsache betrachte ich als die normale Anordnung des Doppeloculars die in der Zeichnung dargestellte, bei welcher nur das excentrische Ocular einen Deckel mit Halbblende trägt, während das Hauptocular mit einem gewöhnlichen offenen Oculardeckel versehen ist, der nur dazu dient, die Stellung des Auges einigermassen zu fixiren. — Bei dieser Art des Gebrauches ist nun der durch die Methode der Strahlenhalbirung bedingte Lichtverlust auf den geringen Bruchtheil von beiläufig $^1/_6$ der gesammten Lichtmenge reducirt, kommt also praktisch selbst da nicht in Betracht, wo eine erhebliche Einbusse an Helligkeit einen ernstlichen Nachtheil ausmachen würde.

Andererseits gibt es aber Umstände, namentlich bei Anwendung höherer Vergrösserung zu binocularer Beobachtung, unter welchen die gleichzeitige Abblendung beider Oculare nützliche Dienste leisten kann, während zugleich der hiermit verbundene Lichtverlust durch die Art der Beleuchtung wieder völlig ausgeglichen wird. — Alles

stereoskopische Sehen mit dem Mikroskop, so weit es mehr ist als blosses Sehen mit zwei Augen, beruht ausschliesslich auf der ungleichen Neigung der die beiden Bilder erzeugenden Strahlenkegel gegen die Ebene des Präparates oder gegen die Achse des Mikroskopes. Bei gleichmässiger Halbirung der Strahlenkegel, sei es durch Prismen über dem Objectiv, sei es durch Diaphragmen über den Ocularen, erreicht die Differenz der Beleuchtungsrichtungen am Präparat annähernd den halben Oeffnungswinkel des Objectivs, vorausgesetzt, dass dessen ganze Oeffnung von Strahlen erfüllt ist. Bei der zuvor betrachteten einseitigen Halbirung wird das directe Bild durch einen Strahlenkegel erzeugt, dessen Achse zur Ebene des Präparates senkrecht steht, und das abgelenkte Bild durch einen Kegel, dessen Achse um ungefähr den vierten Theil des Oeffnungswinkels geneigt verläuft. Bei schwachen Vergrösserungen, welche eine relativ beträchtliche Tiefenperspective gestatten, ist auch die geringere Neigungsdifferenz, die im letzteren Fall übrig bleibt, völlig ausreichend, um einen sehr markirten Unterschied der Perspective hinter einander liegender Schichten in dem einen Bild zu erzeugen. Bei starken Vergrösserungen hält aber auch bei doppelseitiger Halbirung die Differenzirung der beiden Bilder durchaus nicht Schritt mit dem zunehmenden Oeffnungswinkel, so lange die gewöhnliche centrale Beleuchtung in Anwendung bleibt. Denn in diesem Falle erfüllt der einfallende Strahlenkegel nicht die volle Oeffnung des Objectivs, sondern nur einen relativ kleinen centralen Theil derselben, welcher in der Regel nicht mehr als ca. 40° Winkelraum umfasst, und meist auch nicht mehr umfassen darf, wenn die Deutlichkeit des mikroskopischen Bildes nicht benachtheiligt und die Focustiefe nicht obendrein unnöthig vermindert werden soll. Da aber solche Theile der Präparate, welche eine körperliche Auffassung überhaupt gestatten, bei Beobachtung mit durchfallendem Licht im Wesentlichen stets durch direct transmittirte Strahlen abgebildet werden, so ist unter jenen Umständen die Verschiedenheit der beiden Bilder nicht auf den ganzen Oeffnungswinkel des Objectivs, sondern auf den viel kleineren Oeffnungswinkel des einfallenden und direct transmittirten Strahlenkegels gegründet, der nur relativ geringe Neigungsdifferenzen der abbildenden Strahlen gegen das Präparat zulässt. Es ist nun einleuchtend, dass beim Gebrauch von Objectiven mit kurzer Brennweite und entsprechend grossen Oeffnungswinkeln eine bedeutend stärkere Differenzirung der beiden Bilder in Bezug auf

Parallaxe erzielt werden kann, wenn an Stelle eines axialen Strahlenkegels zwei gegen die Achse entgegengesetzt geneigte Kegel zur Beleuchtung verwandt werden, in solcher Art, dass das eine Bild von dem einen, das andere von dem andern erzeugt wird. Eine derartige Doppelbeleuchtung lässt sich allerdings mit dem einfachen Beleuchtungsspiegel nicht herbeiführen; sie ist jedoch in aller Leichtigkeit und Sicherheit mit dem Beleuchtungsapparat zu erhalten, den ich vor Jahren beschrieben habe[1]) und der gegenwärtig auch unter den Mikroskopikern in Deutschland vielfach verbreitet ist. Bei Benutzung dieses Apparates genügt das Einlegen einer Blendungsscheibe mit zwei Oeffnungen in den Diaphragmenträger unter dem Condensor; und man hat es in der Gewalt, nach Belieben enger oder weiter geöffnete Strahlenkegel und von grösserer oder geringerer Neigung gegen die Achse zu verwenden, indem man den Löchern andere Weite und anderen Abstand gibt. Mit Diaphragmen dieser Form (die sich leicht nach dem jeweiligen Bedürfnis in Carton ausschneiden lassen) lässt sich der grössere Oeffnungswinkel stärkerer Objective zu Gunsten eines gesteigerten stereoskopischen Effectes ausnutzen, ohne dass man unvortheilhaft breite Strahlenkegel, welche die Deutlichkeit des Bildes und die Focustiefe beeinträchtigen, zu verwenden braucht. Natürlich müssen bei dieser Beleuchtungsweise die Oeffnungsbilder über beiden Ocularen zur Hälfte abgeblendet werden, damit das eine Bild nur von dem einen, das andere nur von dem andern der beiden Beleuchtungskegel Licht empfängt. Die Lichtvertheilung in beiden Oeffnungsbildern entspricht alsdann dem beistehend gezeichneten Schema; und es ist einleuchtend, dass in diesem Falle die Helligkeit des Bildes für beide Augen zusammen genau diejenige ist, welche einer der beiden Strahlenkegel für sich ohne Abblendung ergeben würde.


Fig. 3.


Fig. 4.

Die hier betrachtete Beleuchtungsweise — welche auch schon Mr. Stephenson für ein Binocularmikroskop empfohlen hat — erweist sich in der That als die weitaus vortheil-

1) Archiv f. mikr. Anatomie 1873 Bd. 9.

hafteste, wenn es sich um Beobachtung unter höherer als etwa 300facher Vergrösserung handelt. Sie setzt allerdings sehr gut corrigirte und richtig adjustirte Objective voraus, wenn die Schärfe des Bildes nicht Abbruch leiden soll. Sofern diese Bedingung aber erfüllt ist, gestattet sie äusserst frappante stereoskopische Effecte noch mit Objectiven (z. B. Immersionslinsen) von 2^{mm} und weniger Brennweite, wenn die beobachteten Präparate in einem geringen Tiefenraum eine charakteristische Gliederung darbieten.

In Rücksicht auf den im Vorstehenden besprochenen verschiedenartigen Gebrauch des Doppeloculars ist die oben erwähnte Einrichtung getroffen, dass jedem der beiden Oculare zwei Deckel beigegeben werden, ein gewöhnlicher mit kreisförmiger Oeffnung und ein zweiter mit halbkreisförmigem Ausschnitt, und dass diese auf möglichst einfache Weise gegen einander ausgewechselt werden können. Der Beobachter hat sonach alle Combinationen, und zwar sowohl für stereoskopischen wie für pseudoskopischen Effect, zu freier Verfügung.

Beim erstmaligen Gebrauch dieses Doppeloculars wird es als eine Unbequemlichkeit empfunden — namentlich wenn die Halbblenden auf beiden Ocularen benutzt werden sollen — dass der Beobachter mit den Augen sich diesen Blenden sehr nähern und eine sehr stetige Kopfhaltung bewahren muss, um nicht ein Bild, oder beide, zu verlieren. Nach meiner Erfahrung überwindet indes eine geringe Uebung (die auf alle Fälle erfordert wird, um sich binoculares Sehen, nämlich rasche Verschmelzung beider Bilder, geläufig zu machen) diese Schwierigkeit vollständig, wenn man nur immer für eine recht genaue Anpassung des Apparates an die Augendistanz Sorge trägt. Das oben besprochene binoculare Sehen ohne Halbirung der Strahlenbüschel ist aber von aller Unbequemlichkeit frei. Da nun, wenn man das Doppelocular mit möglichst verkürztem Tubus benutzt, nöthigenfalls auch einen ganz kurzen Extratubus für diesen Zweck verwendet, weder die Höhe des ganzen Mikroskops noch die für den Correctionszustand der Objective maassgebende Bildweite (Abstand des reellen Objectivbildes vom Objectiv) über das gewöhnliche Maass vergrössert wird, so dürfte es kaum ein Hindernis finden, den in Rede stehenden Apparat, ebenso wie in England mit dem Wenham'schen Binocular geschieht, zum regelmässigen Mikroskopiren auch dann zu benutzen, wenn es sich in der Hauptsache um monoculare Beobachtung handelt und stereoskopische Wahrnehmung nur gelegentlich in Betracht kommt.

Der Beobachter hat alsdann nicht nur den Vortheil, nach Belieben mit beiden Augen beobachten zu können, um die einseitige Inanspruchnahme eines Auges zu vermeiden, sondern ist auch bei jeder sich darbietenden Veranlassung zur stereoskopischen Inspection des gerade untersuchten Objectes ohne weitere Vorbereitung befähigt. Dass bei guter Ausführung des optischen Apparates weder eine merkbare Einbusse an Helligkeit noch eine Verminderung der Bildschärfe eintritt, ist zuvor schon betont worden.

Das hier beschriebene Doppelocular gestattet die binoculare und stereoskopische Beobachtung weit über diejenigen Vergrösserungen hinaus, mit welchen die Binocularmikroskope nach Wenham'schem und Nachet'schem System noch vortheilhaft benutzt werden können; und so weit nur binoculares Sehen in Frage steht, ist selbstverständlich dem Apparat eine Grenze der Anwendung überhaupt nicht gesteckt, da die zwei Ocularbilder unter 1000facher Vergrösserung unter genau gleichen Bedingungen wie unter 10facher entstehen. Um aber in Bezug auf diesen Vortheil nicht übertriebene Erwartungen aufkommen zu lassen, muss darauf hingewiesen werden, dass der stereoskopische Effect der binocularen Beobachtung mit mikroskopischer Vergrösserung an Einschränkungen geknüpft ist, die durchaus nicht in der Wirkungsweise des stereoskopischen Apparates, sondern in den allgemeinsten Gesetzen des mikroskopischen Sehens begründet sind. — Die directe Anschauung körperlicher Formen im binocularen Sehen kann selbstverständlich nicht weiter reichen, als die nackte Abbildung derselben reicht. Nur wenn ein Gebilde in allen seinen Theilen in einem Sehraum des Mikroskops, d. h. bei einer Einstellung, in genügender Deutlichkeit übersehen wird, kann ein unmittelbares plastisches Bild desselben möglicherweise zu Stande kommen. So lange bloss ein kleiner Theil des Objectes gleichzeitig in einiger Deutlichkeit sichtbar ist, kann kein noch so vollkommener stereoskopischer Apparat die Form des Ganzen zur Anschauung bringen. Nun zeigt sich, dass der Sehraum des Mikroskopes unter wachsender Vergrösserung immer mehr an Tiefe verliert; und zwar erfolgt die Abnahme der Sehtiefe, von den geringsten Vergrösserungen ausgehend, keineswegs nur proportional der Vergrösserung, sondern — wie im Folgenden näher dargelegt werden soll — in sehr viel stärkerem Maasse. Die Tiefenperspective des Mikroskopes erreicht bei 300facher Vergrösserung nicht etwa den 10., sondern höchstens den 50. Theil

des Betrags, der bei einer 30fachen Vergrösserung möglich ist, und erst von mittleren Vergrösserungen ab geschieht die weitere Verminderung annähernd proportional der Vergrösserung. Aber schon bei der Ziffer 300 beträgt die absolute Tiefe des Bildes selbst unter den günstigsten Umständen kaum ein paar Hundertel des Millimeters, und wenn die Vergrösserungsziffer sich der Tausend nähert, bleiben höchstens noch wenige Mikra übrig. Die Dicke der Objecte, welche in einem Sehraum des Mikroskops überblickt werden können, nimmt also mit wachsender Vergrösserung mehr und mehr ab, und zwar von den geringsten Vergrösserungen anfangend zuerst sehr rapide, in langsamerem Grade aber erst dann, wenn die Sehtiefe schon sehr gering geworden ist. In demselben Maasse muss dann auch der Bereich stereoskopischer Wahrnehmung immer mehr beengt werden. Nur mit relativ geringen Vergrösserungen ist eine directe körperliche Anschauung solcher Gebilde möglich, deren Tiefe einen merklichen Bruchtheil vom Durchmesser des Sehfeldes ausmacht; schon bei mittleren Ziffern (2—300) können nur noch sehr dünne Objecte plastisch gesehen werden, und bei hohen Vergrösserungen muss ein solcher Effect, selbst mit dem volkommensten Apparat, auf Gebilde beschränkt bleiben, deren Tiefendimension nicht über ein paar Mikra hinausgeht.

Dem Gesagten zufolge wird eine einigermassen ausgiebige stereoskopische Beobachtung in keinem Falle über solche Objecte des mikroskopischen Studiums hinausreichen können, die sich schon mit mässigen Vergrösserungen erforschen lassen, selbst dann nicht, wenn der optische Apparat, wie bei dem in Rede stehenden Doppelocular, noch unter hohen Vergrösserungen gleichmässig fort functionirt. Sobald solche nöthig werden, beschränkt sich die stereoskopische Wahrnehmung auf Gebilde von so geringer Tiefe, dass deren plastische Anschauung kaum mehr einen wissenschaftlichen Gewinn abwerfen kann, obwohl sehr effectvolle Bilder an geeigneten Objecten auch noch unter diesen Umständen möglich sind. Eine wesentliche Unterstützung des mikroskopischen Studiums in seinen schwierigsten Aufgaben, durch binoculare Beobachtung, ist principiell ausgeschlossen.

Wie hoch man bei dieser Sachlage den Vortheil stereoskopischer Beobachtung beim wissenschaftlichen Gebrauch des Mikroskopes anzuschlagen hat, wird immer eine Sache des subjectiven Ermessens bleiben. Es ist Thatsache, dass der geübte Mikroskopiker, der sich durch jahrelange Praxis an die körperliche Deutung der flächenhaften

Bilder gewöhnt hat, selbst an sehr complicirten Gebilden mit einem Blick, höchstens mit ein paar Drehungen der Einstellungsschraube, die räumliche Gliederung in voller Sicherheit erfasst. Ein solcher wird nur ausnahmsweise, wenn es sich etwa um Objecte von ganz ungewohnter Zusammensetzung handelt, von stereoskopischer Beobachtung einen directen Vortheil haben. Das oben Gesagte zeigt aber, dass kein stereoskopischer Apparat die Erlernung jener Kunst des mittelbaren Erkennens räumlicher Formen jemals überflüssig machen kann.

Dagegen dürfte unter einem anderen Gesichtspunkt das binoculare Sehen als solches einen Vortheil darbieten, der von der Wirksamkeit des Stereoskops völlig unabhängig ist und gerade für solche Beobachter von Belang werden kann, welche von letzterer am wenigsten Gewinn zu erwarten haben. — Von mehreren competenten Mikroskopikern in England ist mir gesagt worden, dass sie ihr Binocular verwenden, wo es nur immer thunlich ist, aber durchaus nicht wegen des stereoskopischen Effectes, sondern vielmehr um beide Augen zu benutzen und die Nachtheile zu vermeiden, welche die anhaltende Inanspruchnahme eines Auges mit der Zeit nach sich zieht. In der That erscheint mir diese Rücksicht, nach eigener Erfahrung, durchaus beachtenswerth. Es ist kaum zweifelhaft, dass das fortgesetzte einseitige Sehen bei denen, die anhaltend mikroskopiren, die Gebrauchsfähigkeit der Augen im freien Sehen, z. B. beim Präpariren und anderen Verrichtungen, allmählich vermindern muss. Unter diesem Gesichtspunkt kann nun vielleicht eine einfache und bequem zu gebrauchende Binocularvorrichtung auch solchen von Nutzen werden, für welche die stereoskopische Beobachtung nur eine untergeordnete Bedeutung hat. — Für derartige Verwendung ist das oben beschriebene Doppelocular bei allen Vergrösserungen gleichmässig geeignet, und da in diesem Falle Diaphragmen nicht gebraucht werden, so fällt jede Erschwerung des Sehens fort. In Hinsicht auf die Helligkeit des Bildes besteht dabei die Wirkung des Apparates im Wesentlichen nur darin, dass diejenige Lichtmenge, die beim einfachen Ocular einem Auge zugeführt wird, hier sich auf beide Augen vertheilt.

Ich darf diese Beschreibung des Doppeloculars nicht schliessen ohne den Antheil hervorzuheben, welcher Herrn Prof. E. Selenka in Erlangen an dessen Herstellung zukommt. — Mein ursprünglicher Plan ging darauf aus, die oben besprochenen optischen Mittel zur

Verdoppelung des Bildes und zur Theilung der Strahlenbüschel für die Construction eines Binocular tubus in Anwendung zu bringen; die praktisch viel vortheilhaftere Form eines Oculars schien mir bei einer flüchtigen Erwägung der Bedingungen allzugrosse Complication der optischen Einrichtung mit sich bringen zu wollen. Ich wurde jedoch, gerade als der projectirte Binoculartubus in Ausführung kommen sollte, auf die Modification des anfänglichen Planes geführt in Folge einer Correspondenz mit Herrn Selenka, der bei Darlegung eines auf ganz andere optische Mittel basirten Projectes gleicher Tendenz den hervorragenden Werth eines Ocularstereoskops ausdrücklich betonte. Hierdurch veranlasst, auch meinerseits dieses Ziel ins Auge zu fassen, wurde ich denn gewahr, dass die vermeintliche Schwierigkeit durch Verwendung zweier Oculare von verschiedener Construction sich beseitigen liesse. — Ohne jene werthvolle Anregung würde mein Versuch bei einem Apparat von viel beschränkterer Anwendbarkeit stehen geblieben sein.

III.

Die auf die Tiefenperspective oder den Sehraum beim mikroskopischen Sehen bezüglichen Fragen sind meines Wissens noch niemals erörtert worden. Da ihre Beantwortung die Voraussetzung für eine zutreffende Beurtheilung der Bedingungen des mikrostereoskopischen Sehens ausmacht, so möge eine kurze Erörterung dieses Gegenstandes im Anschluss an das Vorhergehende hier Platz finden. Ohne auf eine Entwickelung der dabei in Anwendung kommenden optischen Sätze eingehen zu wollen — was ich demnächst an einer anderen Stelle zu thun gedenke — will ich doch das Thatsächliche so weit hier anführen und erläutern, als für jenen Zweck erforderlich erscheint.

Die Abbildung körperlicher Objecte durch Linsensysteme ist, kraft der allgemeinsten Gesetze optischer Abbildung, einer eigenthümlichen Disproportionalität der Vergrösserung unterworfen: die lineare Vergrösserung der Tiefendimension (parallel der Achse des optischen Systems) ist, wenn Object und Bild in demselben Medium auftreten, stets gleich dem Quadrat der linearen Vergrösserung der Dimensionen senkrecht zur Achse, und falls das Object in einem stärker brechenden Medium als Luft liegt, gleich diesem Quadrat dividirt durch den Brechungsindex des betreffenden Mediums. In jedem Falle besteht daher eine der lateralen Vergrösserung proportional fortschreitende,

also bei hohen Ziffern stark anwachsende Uebervergrösserung der Tiefe im dreidimensionalen Bild. Wenn z. B. beim Mikroskop ein bestimmter Querschnitt des beobachteten Objectes 100fach nach Breite und Höhe vergrössert ist, so wird die Niveaudifferenz hinter einander liegender Querschnitte an dem betreffenden Punkt der Achse 10000mal vergrössert, falls das Object in Luft liegt; 7500mal, wenn es sich in Wasser, und noch 6600mal, wenn er sich in Canadabalsam befinden sollte.

Die hierin ausgesprochene exorbitante Verzerrung der räumlichen Verhältnisse unter hoher Vergrösserung würde gleichwohl an sich der richtigen Auffassung körperlicher Formen im mikroskopischen Bild nicht so sehr im Wege stehen, als es auf den ersten Blick erscheinen möchte. Denn kraft des geometrischen Charakters optischer Abbildung bewahrt das körperliche Bild, trotz der Uebervergrösserung der einen Dimension, eine correcte Perspective, obwohl diese Perspective bei hoher Vergrösserung allerdings eine höchst abnorme wird — einigermassen derjenigen vergleichbar, welche im directen Sehen ein grosser Gegenstand ganz dicht vor dem Auge ergeben würde. Da nun aber die Auffassung räumlicher Formen in keinem Falle Sache eines blossen Sinneseindrucks ist, vielmehr immer aus Vorstellungsacten entspringt, so würde die erwähnte Eigenthümlichkeit des optischen Bildes das richtige Sehen körperlicher Objecte bei keiner Vergrösserung hindern, höchstens durch eine barocke Perspective dasselbe etwas erschweren können, so lange die Gesichtseindrücke noch genügende Antriebe und Stützpunkte für die räumliche Construction des Netzhautbildes liefern. Damit dieses aber möglich sei, ist offenbar wesentlich und unerlässlich, dass das körperliche Object wirklich innerhalb einer gewissen, nicht verschwindend kleinen Tiefe gleichzeitig gesehen werde; denn wo sollten irgend welche Merkzeichen der räumlichen Gliederung, oder Anhaltspunkte für die räumliche Construction des Gesehenen herkommen, wenn etwa das Mikroskop bei je einer Einstellung immer nur je eine Schicht von unmerklicher Tiefe deutlich erkennen liesse? Alle optischen Vorkehrungen, um beim binocularen Sehen solche Merkzeichen zu gewinnen — durch Differenzirung der beiden Netzhautbilder in Bezug auf Lichtvertheilung und parallaktische Effecte — müssen selbstverständlich wirkungslos bleiben, wenn die Bilder selbst nichts mehr deutlich zum Ausdruck bringen, was auf die dritte Dimension Bezug hat.

Hier kommt denn nun allerdings mittelbar die von der Wirkungsweise optischer Instrumente untrennbare Uebervergrösserung der Tiefendimension als ein entscheidendes Moment — und zwar als ein unüberwindliches Hindernis für ein ausgiebiges stereoskopisches Sehen unter hohen Vergrösserungen — zur Geltung, weil in Folge jener Inproportionalität des räumlichen Bildes — und nur aus diesem Grunde — der Sehraum des Mikroskopes bei wachsender Vergrösserung mehr und mehr an Tiefe verliert und sich mehr und mehr einem blossen Querschnitt durch das Object nähert.

Dieser Sehraum, d. h. derjenige körperliche Raum des beobachteten Objectes, welcher bei je einer Einstellung des Mikroskopes dem Auge deutlich sichtbar wird, setzt sich nämlich aus zwei Theilen zusammen, deren Grenzen in Bezug auf die Tiefe in sehr verschiedener Art sich bestimmen. Erstens umfasst die Accommodation des Auges eine gewisse Tiefe, indem verschiedene Niveaus successive in vollkommener Bildschärfe auf der Netzhaut abgebildet werden, während das Auge — bewusst oder im unbewussten Spiel der Accommodation — nach und nach auf virtuelle Bilder in grösserer und kleinerer Sehweite sich einstellt. Diese Tiefe der Accommodation — welche selbstverständlich in der Auffassung der Raumverhältnisse beim mikroskopischen Sehen genau dieselbe Rolle spielt wie beim Sehen mit freiem Auge — ist vollständig bestimmt durch die sog. Accommodationsbreite des betreffenden Auges, deren Grenzen die grösste und die kürzeste Distanz des deutlichen Sehens sind, und findet ein genaues numerisches Maass in der Differenz der reciproken Werthe dieser beiden extremen Distanzen. Ist die Accommodationsfähigkeit eines bestimmten Auges in solcher Art numerisch ausgedrückt, so lässt sich die Accommodationstiefe desselben beim mikroskopischen Sehen für jede bestimmte lineare Vergrösserung ganz unabhängig von der Zusammensetzung und der Beschaffenheit des Mikroskopes genau berechnen, sobald noch der Brechungsindex des Mediums gegeben ist, welchem das beobachtete Object angehört. Die Tiefe des vollkommen deutlichen Sehens ist nämlich direct proportional dem oben erwähnten numerischen Aequivalent der Accommodationsbreite des Auges, direct proportional dem Brechungsindex des Objectmediums und umgekehrt proportional dem Quadrat der Vergrösserung des Mikroskopes, wenn deren Ziffer immer auf dieselbe Bildweite (etwa 250^{mm}) bezogen wird. — Wird z. B., einem mässig kurzsichtigen Auge entsprechend,

der Nahepunkt des deutlichen Sehens auf 150 mm, der Fernpunkt auf 300 mm angenommen — in welchem Falle das numerische Aequivalent der Accommodationsbreite $= \frac{1}{300}$ mm sein würde — so ergibt die Rechnung für ein in Luft liegendes Object eine Sehtiefe *durch Accommodation* im Betrage von

2,08 mm	bei	10	facher	Vergrösserung,
0,23	„	30	„	„
0,02	„	100	„	„
0,0023	„	300	„	„
0,00021	„	1000	„	„
0,00002	„	3000	„	„

alle Vergrösserungen auf die conventionelle Bildweite 250 mm bezogen; und diese Ziffern würden sich gleichmässig im Verhältnis von 3 : 4, resp. von 2 : 3 erhöhen, falls Objecte in Wasser, resp. in Balsam vorausgesetzt würden. — Für ein stärker kurzsichtiges, aber sehr accommodationsfähiges Auge, dessen Sehgrenzen etwa 200 und 100 mm, wären obige Tiefenwerthe im Verhältnis von 2 : 3 zu vergrössern, hingegen für ein weitsichtiges, bei welchem das deutliche Sehen nur bis zu einem Nahepunkt von 500 mm reichte, im Verhältnis von 5 : 3 zu verkleinern. — Die Einrichtung des Mikroskopes (abgesehen von der Gesammtvergrösserung) bleibt bei dieser Wirkung gänzlich ausser Spiel.

Zweitens trägt zur Tiefenwahrnehmung bei die Unempfindlichkeit des Auges gegen kleine Fehler der Strahlenvereinigung im optischen Bild, also kleine Undeutlichkeitskreise im schliesslichen Netzhautbild. In Folge dessen werden bei einer bestimmten Einstellung des Mikroskopes mit einem bestimmten Accommodationszustand des beobachteten Auges Querschnitte des Objectes, die um einen gewissen Betrag von der Ebene der *genauen* Einstellung nach oben und nach unten abweichen, noch ohne *merkliche* oder schädliche Undeutlichkeit gesehen. Der Gesammtbetrag des so gewonnenen Spielraumes ist die sog. *Focustiefe* des Mikroskops. Um dieselbe ziffermässig zu bestimmen, muss die zulässige Grösse der Undeutlichkeitskreise im mikroskopischen Bild durch den *Sehwinkel* definirt werden, unter welchem sie dem Auge erscheinen dürfen, wobei etwa nach bekannten Erfahrungen eine Bogenminute die Grenze für ein sehr scharfes, 2—3 Minuten für ein noch ziemlich deutliches und 5—6 Minuten die Grenze für ein noch eben erträgliches Sehen bezeichnen

möchte. Ist der Spielraum der zulässigen Undeutlichkeit in dieser Art bestimmt, so hängt die Focustiefe nur noch ab von dem Brechungsindex des Objectmediums, der Vergrösserungsziffer und dem Oeffnungswinkel des Mikroskopes (resp. des von den Objectpunkten ausgehenden Strahlenkegels, wenn dieser nicht die ganze Oeffnung erfüllen sollte), ist aber völlig unabhängig von allen sonstigen Umständen. Ihr Werth lässt sich für jeden einzelnen Fall nach einer einfachen Formel berechnen, welcher zufolge er direct proportional ist dem Brechungsindex des Objectmediums, und umgekehrt proportional der numerischen Apertur des Objectivs sowie der ersten Potenz der Vergrösserungsziffer. Wird, um ein bestimmtes Beispiel zu haben, der Sehwinkel der zulässigen Undeutlichkeit auf 5′ fixirt und als Oeffnungswinkel der abbildenden Strahlenkegel 60° angenommen (einer numer. Apertur = 0,50 entsprechend), so findet sich bei in Luft liegenden Objecten die Focustiefe gleich

0,073 mm	für	10fache	Vergrösserung,
0,024	„	30 „	„
0,0073	„	100 „	„
0,0024	„	300 „	„
0,00073	„	1000 „	„
0,00024	„	3000 „	„

wobei wiederum die Vergrösserungsziffern auf die conventionelle Bildweite 250 mm bezogen sind.

Bei engerer Begrenzung des Spielraums zulässiger Undeutlichkeit würden sich alle diese Ziffern entsprechend reduciren, bei weiterer entsprechend vergrössern. Dagegen erhöhen sie sich im Verhältnis des Brechungsindex, wenn Objecte in Wasser, Balsam etc. in Frage sind. Ebenso werden sie sich erhöhen, wenn Oeffnungswinkel von geringerem numerischen Aequivalent wirksam sind — wie bei den schwächeren Vergrösserungen jedenfalls und bei stärkeren im Falle der Beleuchtung durch enge Strahlenkegel vorauszusetzen sein würde.

Es ist einleuchtend, dass die im praktischen Gebrauch des Mikroskopes zur Geltung kommende Sehtiefe immer die genaue Summe aus Accommodationstiefe und Focustiefe sein muss. Erstere bezeichnet denjenigen Objectraum, welchen das Auge im Spiel der Accommodation mit vollkommener Bildschärfe zu durchmessen vermag; letztere gibt den Betrag, um welchen sich dieser Objectraum an seinen Grenzen — oben und unten zusammengerechnet — erweitert, weil

auch noch ohne die volle Bildschärfe ein genügend deutliches Sehen möglich bleibt.

Der sehr ungleichartige Gang der beiden Bestandtheile der Sehtiefe tritt schon aus den beiden paradigmatisch aufgeführten Zahlenreihen auffällig hervor, wird aber noch besser kenntlich gemacht, wenn man die für die einzelnen Vergrösserungen berechneten Tiefenwerthe beider Reihen mit dem lateralen Durchmesser des Sehraumes bei den nämlichen Vergrösserungen vergleicht. Dieser, das lineare Sehfeld des Mikroskops, hängt ausschliesslich von der Vergrösserungsziffer und von dem Bildwinkel des benutzten Oculars ab und ist, wenn letzterer als constant angenommen wird, der Vergrösserung umgekehrt proportional, wie auch sonst die Einrichtung des Mikroskopes sein mag. Erschiene z. B. das Diaphragma des Oculars unter einem Sehwinkel von 53° (der trigonom. Tangente 0,50 für den halben Winkel entsprechend), so würde der Durchmesser des sichtbaren Objectraumes sein

25 mm	bei	10facher	Vergrösserung,
8,3	„	30 „	„
2,5	„	100 „	„
0,83	„	300 „	„
0,25	„	1000 „	„
0,083	„	3000 „	„

Die Accommodationstiefe, unter den dem obigen Beispiel zu Grunde liegenden speciellen Annahmen, beträgt demnach

bei	10facher	Vergrösserung	$\frac{1}{12}$	des Sehfeldes,
„	30 „	„	$\frac{1}{36}$	„ „
„	100 „	„	$\frac{1}{120}$	„ „
„	300 „	„	$\frac{1}{360}$	„ „
„	1000 „	„	$\frac{1}{1200}$	„ „
„	3000 „	„	$\frac{1}{3600}$	„ „

Die der optischen Abbildung inhärente Uebervergrösserung der Tiefendimension bringt also ein mit wachsender Vergrösserung immer ungünstiger werdendes Verhältnis zwischen Tiefe und Breite des der Accommodation zugänglichen Objectraumes hervor; während dieser bei 10facher Vergrösserung ungefähr die Verhältnisse eines ziemlich dicken Buches zeigt, gleicht er bei 3000facher Vergrösserung nur noch dem einzelnen Blatt aus diesem Buch.

Der andere Bestandtheil der Sehtiefe, die Focustiefe, zeigt

hingegen ein wesentlich abweichendes Verhalten, weil in Bezug auf ihn der Effect der Uebervergrösserung gerade compensirt wird durch die der Vergrösserung des Mikroskopes proportional gehende Verengerung der Strahlenkegel, welche aus dem Ocular zum Auge gelangen. Für die Grenzen des vollkommen scharfen Sehens, durch wechselnde Accommodation, ist es offenbar gleichgültig, ob die Pupille enge oder breite Strahlenbüschel empfängt; das Anwachsen der Zerstreuungskreise beim Ueberschreiten des Nahpunktes oder Fernpunktes erfolgt aber proportional dem Durchmesser der abbildenden Strahlenbüschel. In Folge dieses Umstandes bewahrt, trotz der Uebervergrösserung der Tiefendimension, der kraft Focustiefe erkennbare Körperraum ein ganz constantes Verhältnis zwischen Breite und Dicke, so lange derselbe Oeffnungswinkel und dasselbe Objectmedium in Betracht ist und so lange eine bestimmte Grenze der zulässigen Undeutlichkeitskreise festgehalten wird. Für eine wirksame Apertur von 0,50, Luft als Objectmedium und 5′ als zulässiger Sehwinkel der Undeutlichkeitskreise, ist beispielsweise dieses constante Verhältnis von Tiefe zu Durchmesser des der Focustiefe entsprechenden Sehraumes 1 : 343 — also ein recht kleiner Bruch, trotzdem hierbei schon ein ziemlich weitgehender Spielraum der Undeutlichkeit zugelassen ist. Allerdings erhöht sich die Tiefe auf ca. $\frac{1}{200}$, wenn unter sonst gleichen Annahmen ein in Balsam liegendes Object vorausgesetzt wird, und sie kann sich ferner in beträchtlichem Verhältnis steigern, wenn die viel geringeren Oeffnungswinkel, die bei niedrigen Vergrösserungen oder bei Beleuchtung durch enge Strahlenkegel zur Geltung kommen, in Rechnung gezogen werden. So viel indes ist aus diesen Beispielen sogleich ersichtlich, dass gerade bei den geringsten Vergrösserungen die Focustiefe auf alle Fälle sehr zurücktritt gegenüber der Accommodationstiefe, welche hier selbst für wenig accommodationsfähige Augen noch eine ansehnliche Grösse behalten muss; während umgekehrt unter sehr hohen Vergrösserungen die Wirksamkeit der Accommodation mehr und mehr zurückbleibt hinter dem zwar kleinen aber sich constant erhaltenden Effect der Focustiefe.

Das Ergebnis dieser Erörterung geht demnach dahin: Das directe Sehen körperlicher Gebilde im Mikroskop ist unter geringen Vergrösserungen ganz vorwiegend auf die Accommodationsfähigkeit des Auges gestellt. Die Wirksamkeit dieses Factors unter geringer Vergrösserung macht hier eine einigermassen ansehnliche Tiefenwahr-

nehmung möglich, welche die wesentliche Voraussetzung ausgiebiger stereoskopischer Effecte im binocularen Sehen ist. Der Beitrag der Focustiefe ist unter diesen Umständen unerheblich. Bei mittleren Vergrösserungen, über 100—200 hinaus, wird die Wirkung der Accommodation ungefähr gleichwerthig mit derjenigen der Focustiefe und die gesammte aus beiden Factoren resultirende Tiefenperspective reducirt sich schon auf einen ziemlich kleinen Bruchtheil vom Durchmesser des Sehfeldes. Ihr absoluter Betrag reicht aber bei solchen Vergrösserungen doch noch an die Hundertel des Millimeters heran, namentlich bei Objecten in stark brechenden Medien und bei Anwendung geringer Oeffnungswinkel. — Unter hohen Vergrösserungen hört die Wirksamkeit der Accommodation fast völlig auf und die ganze Sehtiefe wird mehr und mehr blosse Focustiefe. Nähert sich die Vergrösserung der Ziffer 1000 oder überschreitet dieselbe, so reducirt sich die absolute Tiefe des Sehraumes auf wenige Mikra und zuletzt auf Bruchtheile des Mikron. Die mikroskopischen Bilder von körperlichen Objecten gehen dabei mehr und mehr in reine Querschnitte durch diese Objecte über.

Die Beschränkung des Sehraumes, und dem entsprechend der Tiefe aller im binocularen Sehen plastisch auffassbaren Objecte, schreitet von den geringsten Vergrösserungen an zuerst annähernd mit dem Quadrat der Vergrösserung fort, geht also anfänglich sehr rapide, weil bei niedrigen Ziffern beinahe ausschliesslich die Wirkung der Accommodation in Frage steht. Bei hohen Vergrösserungen hingegen, bei welchen fast nur noch Focustiefe, aber keine merkliche Accommodationstiefe besteht, verlangsamt sich die Verflachung des Sehraumes und schreitet zuletzt nur mit der ersten Potenz der Vergrösserung fort.

Die im zweiten Abschnitt dieses Aufsatzes angeführten Gründe für die beschränkte Wirksamkeit stereoskopischer Apparate unter anderen als ganz mässigen Vergrösserungen finden in vorstehender Darlegung ihre Rechtfertigung. Zugleich enthält dieselbe einige Winke in Betreff der Umstände, welche die Tiefenperspective beim mikroskopischen Sehen fördern oder beengen können: über den Einfluss des Mediums, in welchem das Object sich befindet, über den Einfluss des Oeffnungswinkels des Objectivs, resp. des einfallenden Strahlenkegels und über den Einfluss, den die sehr ungleiche Accommodationsbreite der Augen verschiedener Individuen auf die Befähigung zum

stereoskopischen Sehen besonders unter schwacher Vergrösserung haben muss; namentlich aber stellt sie eine allgemein gültige Richtschnur auf, die überall zu befolgen ist, wo es sich um stereoskopische Wahrnehmung handelt, welche lautet: Benutze stets die geringste Vergrösserung, die zur deutlichen Erkennung der Objecte noch ausreicht, und verwende bei Beobachtung im durchfallenden Licht einen so engen Strahlenkegel, als sich mit genügender Helligkeit des Bildes verträgt.

Schliesslich sei noch auf die allgemeine Bedeutung hingewiesen, welche der zuvor erwähnten Disproportionalität der Vergrösserung im Sehraum aller optischen Instrumente für die mikroskopische Forschung zukommt. — Unter dem Gesichtspunkt der vorangehenden Betrachtung erscheint die Uebervergrösserung der Tiefendimension als das Hindernis für eine ausgedehntere Anwendung stereoskopischer Beobachtung. Es verdient jedoch hervorgehoben zu werden, dass diese im Wesen der optischen Abbildung begründete Eigenthümlichkeit in demselben Grade, in welchem sie die unmittelbare Auffassung körperlicher Formen erschwert und einschränkt, die mittelbare Erkenntnis räumlicher Verhältnisse unterstützt und erweitert. Wenn mit wachsender Vergrösserung die Tiefenperspective des Mikroskops mehr und mehr sich verflacht, so heben sich andererseits die Bilder verschiedener Niveaus genau in demselbe Maasse vollständiger von einander ab, und werden in gleichem Maasse reiner und deutlicher. Unter zunehmender Bildvergrösserung gewinnt nun das Mikroskop mehr und mehr die Bedeutung eines optischen Mikrotoms, welches dem Auge des Beobachters Querschnitte durch die Objecte vorführt von einer Feinheit und Schärfe, wie sie kein Instrument auf mechanischem Wege zu erzeugen vermöchte. Die Uebervergrösserung der Tiefe ist aber die eigentliche Wurzel dieser Leistung des Mikroskops, die den Beobachter befähigt, durch successives Einstellen auf eine Folge über einander liegender Niveaus die räumliche Gliederung der kleinsten Naturgebilde mit derselben Sicherheit zu construiren, mit welcher das Sehen mit freiem Auge die körperlichen Formen makroskopischer Gegenstände anschaulich zu erfassen gewöhnt ist. — Es kann nicht einen Augenblick zweifelhaft sein, dass dieser positive Gewinn aus der eigenthümlichen Wirkungsart optischer Systeme dem allgemeinen wissenschaftlichen Gebrauch des Mikroskopes in viel höherem Grade zu statten kommt, als von einer erweiterten Anwendung der stereoskopischen Beobachtung je erwartet werden dürfte.

Constructionen zur anomalen Dispersion.

Von
E. Ketteler.

(Mit Tafel V.)

Dringt Licht unter senkrechtem Einfall in ein absorbirendes Mittel, so bestehen, wie ich in zwei früheren Aufsätzen[1]) erwiesen zu haben glaube, zwischen dem Refractionscoëfficienten a, dem Extinctionscoëfficienten b und der der Schwingungsdauer proportionalen Wellenlänge λ die sehr einfachen Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} a^2 - b^2 - 1 &= \Sigma \frac{D\lambda_m^2(\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} \\ 2ab &= \Sigma \frac{D\lambda_m^2 g\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (1$$

Darin bedeutet D die Dispersionsconstante als Maass der Wechselwirkung zwischen Aether- und Körpermaterie, g die Reibungsconstante der letzteren und λ_m die charakteristische Wellenlänge des entsprechenden Absorptionsstreifens. Die Summenzeichen beziehen sich auf die Anzahl der vorkommenden Absorptionen, resp. auf die verschiedenen durch den Aether in Mitschwingungen versetzten heterogenen Molecularqualitäten. Endlich ist der Extinctionscoëfficient b mit dem aus der directen photometrischen Messung hervorgehenden Absorptionscoëfficienten k durch die Definitionsgleichungen verknüpft:

$$\frac{2\pi}{\lambda} b = k, \qquad b = k\frac{\lambda}{2\pi}. \qquad (2$$

Heisst ferner Δ der Phasenunterschied zwischen den Schwingungen irgend welcher Molecularqualität und denen des Aethers, so hat man für die Abhängigkeit desselben von der Wellenlänge die Relation:

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{g\lambda}{\lambda^2 - \lambda_m^2}. \qquad (3$$

---

1) Ketteler: dieses Repertorium Bd. 16 S. 221, Wied. Ann. 1879 Bd. 7 S. 658 und Berl. Monatsber. Nov. 1879.

Und vergleicht man das absorbirende Mittel mit einem ideell durchsichtigen, in welchem das Arbeitsverhältnis der Körper- und Aethertheilchen das gleiche ist, so heisse der Ausdruck

$$N^2 - 1 = \sqrt{(a^2 - b^2 - 1)^2 + 4a^2b^2} \qquad (4$$

die reducirte brechende Kraft des ersteren. Dieselbe ist indes mehr für anisotrope als für isotrope Mittel von Bedeutung.

Setzen wir jetzt zur Abkürzung

$$a^2 - b^2 - 1 = \Sigma x, \qquad 2ab = \Sigma y,$$

so ergibt sich:

$$a^2 - b^2 = 1 + \Sigma x, \qquad a^2 + b^2 = \sqrt{(1 + \Sigma x)^2 + (\Sigma y)^2}$$

und demnach:

$$\left.\begin{aligned} 2a^2 &= \sqrt{(1 + \Sigma x)^2 + (\Sigma y)^2} + (1 + \Sigma x) \\ 2b^2 &= \sqrt{(1 + \Sigma x)^2 + (\Sigma y)^2} - (1 + \Sigma x). \end{aligned}\right\} \qquad (5$$

Die erstere der durch diese beiden Gleichungen repräsentirten Curven soll im Folgenden die Refractionscurve, die zweite die Absorptionscurve genannt werden. Zu ihnen tritt als dritte die durch die Gleichung

$$N^2 = 1 + \sqrt{(\Sigma x)^2 + (\Sigma y)^2} \qquad (6$$

dargestellte Curve der reducirten Brechungsverhältnisse.

Es ist nun meine Absicht, diese Curven dem Leser zur unmittelbaren Anschauung zu bringen und sie unter möglichst verschiedenen Bedingungen zu verfolgen. Habe ich früher einmal zur Erreichung eines ähnlichen Zieles den Weg der Rechnung eingeschlagen[1]), so wähle ich heute den der Construction. Derselbe ist eben unter den vorliegenden Verhältnissen der kürzere und zugleich auch der übersichtlichere.

Zunächst beachte man, dass sich mittels der Beziehungen

$$\cos \Delta = \frac{\lambda^2 - \lambda_m^2}{\sqrt{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}}, \qquad \sin \Delta = \frac{g\lambda}{\sqrt{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}}$$

die Werthe von x, y auch so schreiben:

$$x = \frac{D\lambda_m^2}{g\lambda} \sin \Delta \cos \Delta, \qquad y = \frac{D\lambda_m^2}{g\lambda} \sin^2 \Delta.$$

Setzen wir jetzt

$$\frac{D\lambda_m^2}{g\lambda} = d, \qquad \frac{D\lambda_m^2}{g\lambda_m} = \frac{D}{G} = d_m,$$

1) Ketteler: Wied. Ann. 1877 Bd. 1 S. 340.

so kommt kürzer:

$$x = d \sin \varDelta \cos \varDelta, \qquad y = d \sin^2 \varDelta, \qquad d = d_m \frac{\lambda_m}{\lambda}. \tag{7}$$

Entsprechend schreibe ich statt Gl. 3:

$$\operatorname{tg} \varDelta = \frac{g'}{\lambda - \lambda_m}, \qquad g' = g \frac{\lambda}{\lambda + \lambda_m}. \tag{8}$$

Dies vorausgesetzt, soll die in Rede stehende Construction zunächst in Strenge durchgeführt und sodann durch zwei Näherungsmethoden vereinfacht werden.

I. Correctes Verfahren. a) Das gegebene Mittel sei einfach, so dass nur ein Absorptionsstreifen vorkommt. Man denke sich (Fig. 1) die Wellenlängen vom Anfangspunkte O ab auf der Abscissenachse OX

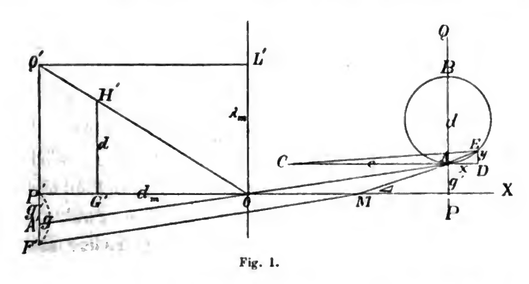


Fig. 1.

abgetragen, und es sei $OP = \lambda$, $OM = \lambda_m$, also $PM = \lambda - \lambda_m$. Man mache alsdann $OP' = OP$, lege an P' senkrecht zu OP' die Gerade $P'F' = g$, verbinde F' mit M und ziehe durch O die zu $F'M$ Parallele $A'O$. Dieselbe schneidet das in P errichtete Perpendikel PQ in einem Punkte A, für welchen

$$AP = A'P' = g',$$

und so wird folglich Winkel $AMP = \varDelta$.

Construirt man ferner im Abstande $OL' = \lambda_m$ eine zu OP' Parallele $Q'L'$, verlängert $P'F'$ bis Q', zieht OQ' und durch Punkt G' im Abstande $OG' = d_m$ die zu $P'Q'$ Parallele $G'H'$, so ist

$$G'H' = d.$$

Diese Länge trage man auf dem Perpendikel in P von A ab auf, so dass $AB = d$ wird, und beschreibe darum einen Kreis. Die Verlängerte MA trifft denselben in einem Punkte E, für welchen

$$AE = d \sin \varDelta,$$

und deren Projectionen werden sein:

$$AD = d \sin \Delta \cos \Delta = x, \qquad DE = d \sin^2 \Delta = y.$$

Zieht man endlich durch A die zu OX Parallele CA und macht ihre Länge $CA = c = 1$, so ist

$$CD = 1 + x,$$

und die Verbindungslinie CE wird:

$$CE = \sqrt{(1+x)^2 + y^2}.$$

Folglich ist

$$a^2 = \tfrac{1}{2}(CE + CD), \qquad b^2 = \tfrac{1}{2}(CE - CD) \tag{9}$$

und

$$N^2 = CA + AE. \tag{10}$$

Einem beliebigen Punkte P entspricht sonach eine bestimmte Entfernung $AP = g'$ und ein bestimmter Kreisdurchmesser $AB = d$. Selbstverständlich kann man die sämmtlichen Punkte A und B auch auf dem nämlichen über M errichteten Perpendikel abtragen. Die Winkel Δ erhalten dann aber eine entgegengesetzt gerichtete Oeffnung, und dem entsprechend wird die Linie CA rechts (statt wie bisher links) von A anzulegen sein (vgl. Taf. V Fig. 2).

b) Wären mehrere Absorptionsstreifen vorhanden, so gehören zum beliebigen Punkte P (Fig. 1 auf voriger Seite) mehrere Punkte M. Einem jeden derselben entsprechen auf PQ verschiedene Punkte A und B und verschiedene Verbindungslinien MA. Man zeichne alsdann zwei Linien: $\mathfrak{C}\mathfrak{D} = c + \Sigma AD, \qquad \mathfrak{D}\mathfrak{E} = \Sigma DE$

und behandle sie als Katheten eines rechtwinkligen Dreiecks $\mathfrak{C}\mathfrak{D}\mathfrak{E}$, alsdann ist wieder

$$a^2 = \tfrac{1}{2}(\mathfrak{C}\mathfrak{E} + \mathfrak{C}\mathfrak{D}), \qquad b^2 = \tfrac{1}{2}(\mathfrak{C}\mathfrak{E} - \mathfrak{C}\mathfrak{D}), \tag{9^b}$$

und entsprechend

$$N^2 = \mathfrak{C}\mathfrak{A} + \mathfrak{A}\mathfrak{E}. \tag{10^b}$$

Wie vorhin lässt sich natürlich auch diesmal jeder Einzelkreis oberhalb des Endpunktes M seiner charakteristischen Abscisse λ_m verzeichnen.

II. Erstes Näherungsverfahren. Wenn, wie gezeigt, die Länge $AP = g'$ zugleich mit λ fortwährend wächst und vom Ausgangswerthe 0 auf den Extremwerth g ansteigt und wenn umgekehrt der Kreisdurchmesser $AB = d$ zwischen den Extremwerthen ∞ und 0 fortwährend abnimmt, so ist doch diese Veränderlichkeit gegenüber der raschen Aenderung des Phasenunterschiedes Δ zu beiden Seiten von M selbst für eine grössere Spectralbreite noch wenig bemerkbar. Construirt man daher beispielsweise für das optische Spectrum etwa die

den Abscissen $\lambda = \frac{3}{4}\lambda_m, = \lambda_m, = \frac{5}{4}\lambda_m$ entsprechenden g' und d nach vorstehender Regel und trägt die zugehörigen Punkte A und B auf ihren Perpendikeln auf, so wird es genügen, die des ersten und zweiten, und ebenso die des zweiten und dritten durch Gerade zu verbinden und für irgend welches intermediäre Perpendikel die Durchschnittspunkte desselben mit diesen Geraden als genähert richtige Punkte A, B wie bisher zu behandeln.

III. Zweites Näherungsverfahren. a) Das Mittel sei einfach. Am raschesten lässt sich die Construction ausführen, wenn man sich mit einem solchen Grade von Annäherung begnügt, resp. sich zu beiden Seiten der Mittelabscisse auf ein so schmales Feld beschränkt, dass für alle Punkte desselben g' und d als constant betrachtet werden dürfen. Wir nehmen also M als hinlänglich weit vom Coordinatenanfangspunkt entfernt, setzen $g' = \frac{1}{2}g$, $d = d_m$ und verzeichnen naturgemäss den einzigen erforderlichen Kreis oberhalb M (vgl. Taf. V Fig. 2). Innerhalb der hier fixirten Genauigkeitsgrenze sind offenbar auch die Coëfficienten b und k der Gl. 2 einander proportional. Indem ich bezüglich des Weiteren wieder auf die Vorschrift der Formeln 9 verweise, bemerke ich nur noch, dass die in Rede stehende Construction mit der von Herrn Helmholtz[1]) angegebenen zusammenfällt, sofern man die von links ab gezählten (den Schwingungsdauern proportionalen) Wellenlängen durch die von rechts ab gezählten (den Schwingungszahlen proportionalen) reciproken Werthe derselben ersetzt denkt.

Ich habe nun nach diesem Verfahren die Curven der Fig. 2—5 Taf. V construirt.

In Taf. V Fig. 2 sind in willkührlichem Maasse gemessen

$$c = 2, \qquad g' = \tfrac{1}{2}, \qquad d = 1.$$

Die zugehörige Absorptionscurve I und Refractionscurve I erheben sich über der Abscissenachse XX. Man sieht, dass für die Abscisse OH des Scheitelpunktes G der ersteren die letztere das Niveau c in H schneidet. Nennen wir diese Abscisse λ_μ, so ist sie kleiner als λ_m.

Die dritte Curve der reducirten Brechungsverhältnisse liegt symmetrisch zum Mittelpunkte M; sie nähert sich asymptotisch dem Niveau c.

In Taf. V Fig. 3 sind zunächst

$$c = 2, \qquad d = 2$$

1) Helmholtz: Pogg. Ann. 1875 Bd. 154 S. 594.

gewählt und sind die bezüglichen Curven als II^a, II^b, II^c unterschieden, je nachdem sie sich beziehen auf

$$g' = \tfrac{1}{2}, \quad = \tfrac{1}{4}, \quad = \tfrac{1}{8}.$$

Dieselben erheben sich resp. über den Achsen XX, $X'X'$, $X''X''$. Den sämmtlichen Scheitelpunkten G, G', G'' und ebenso den zugehörigen Punkten H, H', H'' entspricht natürlich das gleiche J. Man übersieht so, wie bei Constanterhaltung des Verhältnisses $\frac{D}{G}$ die Zunahme von G auf Absorption wie Refraction verbreiternd und abflachend einwirkt. Wächst dagegen bei constantem G das Verhältnis $\frac{D}{G}$ (Taf. V Fig. 2 u. 3), so wachsen zugleich die Krümmungen mit: die Ausweichungen vom allgemeinen Niveau stellen sich als nahezu verdoppelt dar, während im horizontalen Sinne nur verhältnismässig geringe Verschiedenheiten auftreten.

Sämmtliche bisher gewonnenen Absorptionscurven verfliessen nahezu symmetrisch, indem sie sich nach rechts und links der Abscissenachse asymptotisch nähern. Die zugehörigen Refractionscurven bestehen in Einklang mit der Erfahrung aus einem Berge und einem vorangehenden Thal. Während der Uebergang zwischen beiden verhältnismässig steil abfällt, ist der Verfluss auf den anderen Seiten ein weit langsamerer; die Curven wenden sich hier allmählich asymptotisch dem Niveau c zu. Im Uebrigen bemerkt man, dass die Differenz zwischen der Höhe des Berges und der Tiefe des Thales in Fig. 3 Taf. V mehr hervortritt als in Fig. 2 Taf. V.

Diese Asymmetrien werden sichtbarer, wenn man caeteris paribus die Grösse c abnehmen lässt. Der Fig. 4 Taf. V sind die Werthe

$$c = 1, \qquad d = 2, \qquad g' = \tfrac{1}{2}$$

zu Grunde gelegt, so dass also das im Ausgangspunkte C_2 errichtete Perpendikel den Kreis (s. Taf. V Fig. 3) tangirt. Es hat das zur Folge, dass Absorptionscurve III und Refractionscurve III einen Punkt S mit einander gemein haben.

Die jetzt folgenden Curven IV der Fig. 5 Taf. V sind mittels der Längen

$$c = \tfrac{1}{2}, \qquad d = 2, \qquad g' = \tfrac{1}{2}$$

erhalten. Man bemerkt schon bei den Curven III, deutlicher aber bei den Curven IV, das horizontale Auseinandergehen der Punkte G und H. Die Absorptionscurve fällt rechts steiler ab als links, und

bei der Refractionscurve ist die Höhe des Berges auf Kosten der Tiefe des Thales gestiegen. Da bei der betreffenden Construction der Ausgangspunkt C_1 (s. Taf. V Fig. 3) eine solche Lage hat, dass das in ihm errichtete Perpendikel den Kreis zweimal schneidet, so gibt es zwei verschiedene $\varDelta$, für welche CD verschwindet, folglich a^2 und b^2 einander gleich werden. Dem entsprechend schneiden sich Absorptionscurve IV und Refractionscurve IV in zwei Punkten S_1 und S_2, und ist für die intermediär liegenden Wellenlängen die Differenz $a^2 - b^2$ negativ. Dies ist in der That bei den Erscheinungen der Metallreflexion das häufigere Vorkommnis. Innerhalb des optischen Spectrums wächst der Refractionscoëfficient a für sämmtliche Metalle zugleich mit der Wellenlänge, während dagegen der Extinctionscoëfficient derselben mit Zunahme der Wellenlänge für einige ansteigt, für andere abnimmt. Für Metalle ist sonach c erheblich kleiner als d.

Wollte man endlich zur Gewinnung des Extremfalles $\frac{c}{d} = 0$ setzen, so würden Refractions- und Absorptionscurve wiederum symmetrisch und insofern einander ähnlich, als das Thal der ersteren verschwinden würde. Zudem würden die Schnittpunkte S nunmehr mit den beiden Scheitelpunkten zusammenfallen.

b) Hätte das Mittel zwei oder mehrere Absorptionsstreifen in sehr grosser Entfernung von einander, so üben die rechts liegenden auf jeden links liegenden eine Depression, die links liegenden auf jeden rechts liegenden eine Elevation des allgemeinen Niveaus aus. Es genügt also für die Construction der beiden Curven innerhalb eines solchen Einzelstreifens, $c = 1$ durch

$$c = 1 \pm \gamma$$

zu ersetzen.

c) Liegen dagegen die Absorptionsstreifen beliebig, so gilt für die Construction die unter $\mathrm{I^b}$ gegebene Regel, jedoch mit der Vereinfachung, dass jedem einzelnen Streifen ein einziger Kreis zuzuordnen wäre. Selbstverständlich wird dieselbe eine äusserst mühsame. Hier mag man denn zunächst bemerken, dass wenigstens für Mittel mit schwacher Absorption oft schon b^2 vernachlässigt werden darf und dass in Folge dessen die Gl. 1 die einfachere Gestalt erhalten:

$$a^2 = 1 + \Sigma x, \qquad b = \frac{1}{2 a_0} \Sigma y. \tag{11}$$

Ueberhaupt wird das Princip der Superposition kleiner Ausweichungen dazu dienen können, den ungefähren Verlauf der entstehenden Totalcurve ohne Umstände aus den gegebenen Partialcurven abzuleiten. Beispielsweise sind in Taf. V Fig. 6 zwei schmale, nahestehende gleiche Absorptionsstreifen zusammengefasst; die componirenden Curven sind punktirt, die resultirende ausgezogen. Jeder mehr rechts liegende Berg erscheint gehoben, jedes mehr links liegende Thal herabgedrückt. Taf. V Fig. 7 stellt das Zusammenwirken zweier breiter Absorptionsbänder dar, die sich in einem solchen Abstande befinden, dass Berg und Thal der Refractionscurven sich aufheben. Taf. V Fig. 8 endlich soll veranschaulichen, wie zwei gleiche schwächere Absorptionsstreifen auf ein symmetrisch zwischen ihnen liegendes breiteres Band einwirken. Eine ähnliche, nur verwickeltere Erscheinung bietet bekanntlich die Natur an den fünf nahezu symmetrisch gruppirten Absorptionsstreifen des übermangansauren Kali.

Ueber die Dämpfung der Torsionsschwingungen von Drähten.

Von

W. Braun und **A. Kurz**

in Augsburg.

Zweite Mittheilung[1]).

Gegenstand der Untersuchung.

§ 1. Die Theorie der elastischen Nachwirkung hat in den letzten Jahren die vielseitigste Bearbeitung gefunden; doch ist es nicht einmal gelungen, unanfechtbare, allgemeingültige empirische Formeln zu gewinnen, nach denen ihre Erscheinungen verlaufen, geschweige denn eine Hypothese aufzustellen, aus welcher sich letztere ungezwungen ableiten lassen. Es stimmen daher alle Forscher, welche sich mit theoretischen oder experimentellen Untersuchungen über diesen Gegenstand befasst haben, darin überein, dass der Thatbestand erst noch genauer festzustellen ist, bevor in der Aufstellung von Theorien weitere Schritte einige Aussicht auf Erfolg gewähren.

Die bisher angestellten experimentellen Forschungen gehen von verschiedenen Gesichtspunkten aus. Man untersuchte die Nachwirkung bei Belastungsänderung, bei einfacher Torsion, bei mehrfacher Torsion in demselben oder in entgegengesetztem Sinne, und zwar sowohl im statischen als im dynamischen Zustande (bei Torsionsschwingungen). Wir haben uns der letzteren Art von Untersuchungen zugewandt, da sie mit verhältnismässig einfachen Mitteln durchzuführen sind und man a priori nicht behaupten kann, dass die Umstände, unter denen hier die elastische Nachwirkung (oder was man sonst der fraglichen Erscheinung für einen Namen beilegen mag) auftritt, wesentlich un-

1) Die erste Mittheilung s. Bd. 15 (1879) S. 561—577. Hierauf beziehen sich die Angaben „a. a. O.", wenn kein Autorname genannt ist.

günstiger für die Entfaltung ihrer charakteristischen Eigenschaften sind als in den übrigen genannten Fällen, wenn anders die Vorstellung richtig ist, welche man sich nach dem Vorgange von W. Weber[1]) und R. Clausius[2]) gebildet hat, dass nämlich die Ursache der elastischen Nachwirkung in einer Drehung der Moleküle zu suchen ist (vgl. auch F. Kohlrausch[3]) und F. Braun[4]) [oder, was der Wahrheit wohl noch näher kommen dürfte, in einer wirklichen Ortsveränderung der Moleküle (vgl. Boltzmann[5])]. F. Braun zeigt sogar (a. a. O.), dass gerade bei der Superposition mehrerer Nachwirkungen, also bei der Complication der Erscheinung, das Eigenthümliche der elastischen Nachwirkung erst recht zu Tage tritt, und er benutzt dieses eigenthümliche Verhalten zum Nachweis, dass die elastische Nachwirkung nicht einfach als ein Correctionsglied an den elastischen Verschiebungen, sondern als ein eigener Vorgang zu betrachten ist.

Von ähnlichen Gesichtspunkten gehen G. Wiedemann[6]) und H. Streintz[7]) aus, wenn der Letztere den Einfluss wiederholter Torsionen, Ersterer ausserdem noch den Einfluss wiederholter Belastungen oder die Combination von Torsion mit Aenderung der Belastung u. dergl. studirt. Die hier angezogenen Untersuchungen von Streintz unterscheiden sich offenbar nur dadurch von der Beobachtung von Torsionsschwingungen, dass bei letzteren die wiederholt auftretenden Torsionen von gesetzmässig abnehmender Stärke sind, ausserdem aber in genau gleichen Zeitintervallen und in stets wechselnder Richtung auf einander folgen, und dass ihre Wirkung während ihres Verlaufes, noch dazu nach zwei verschiedenen Gesichtspunkten, nämlich hinsichtlich der Dämpfung und der Verschiebung des Drahtquerschnittes (Wanderung des Nullpunktes), studirt werden kann. Wir glauben, dass in den angeführten Unterscheidungsmomenten ebenso viele Vortheile als Nachtheile enthalten sind. Streintz fand auch eine vollständige Uebereinstimmung in den Ergebnissen dieser seiner statischen Untersuchungen mit denen seiner Schwingungsbeobachtungen im Jahre 1874[8]).

1) Pogg. Ann. Bd. 54 S. 9.
2) Ebd. Bd. 76 S. 66.
3) Ebd. Bd. 128 S. 414 u. 418.
4) Ebd. Bd. 159 S. 340.
5) Wied. Ann. Bd. 5 S. 431.
6) Ebd. Bd. 5 S. 485.
7) Carl's Rep. Bd. 16 S. 486.
8) Pogg. Ann. Bd. 153 S. 387.

Gegenstand der nachstehenden Erörterungen soll es nun sein, diese von Streintz gefundenen Thatsachen zu bestätigen, ihre Consequenzen für die Abhängigkeit der Metalldämpfung von der Amplitude zu erörtern und dabei die von P. M. Schmidt[1]) aufgestellten Ansichten zu erweitern bzw. richtig zu stellen.

Apparat und Beobachtungsmethoden.

§ 2. Die Beobachtungen unserer ersten Mittheilung litten hauptsächlich an dem Uebelstande, dass die Temperatur des Locals während einer Beobachtungsreihe sich änderte und zwar in dem Maasse, dass während dieser Zeit überhaupt kein elastischer Gleichgewichtszustand eintrat. Es war uns daher sehr willkommen, dass wir in einem gegen Norden gelegenen Cabinet einen Raum ausfindig machten, der selbst während des Hochsommers im äussersten Falle einen Unterschied von nur $1\frac{1}{2}$ °C. zwischen dem Temperatur-Maximum und Minimum erfuhr. Es genügt nämlich nicht einmal, dass die Temperatur während der Beobachtungen constant bleibt, sondern es darf auch am selben Tage keine rasche Aenderung eintreten, wenn nicht der moleculare Gleichgewichtszustand, in welchem der jeweilige Widerstand des Materials gegen die Schwingungsbewegungen ein Minimum ist, gestört werden soll. Dies gilt besonders für das von uns benutzte Material, Kupfer und Messing, welche beide Metalle nach Pisati's[2]) Untersuchungen besonders empfindlich gegen Temperatureinflüsse sind. Das neue Local gewährte aber auch wegen seiner Lage gegen den Hofraum des Gebäudes hin den nöthigen Schutz gegen die von der Strasse ausgehenden Erschütterungen. In dem früheren Local schützten uns nicht einmal Fundamentsteine gegen diese Eventualität.

§ 3. Unser Apparat bestand aus 2 verschieden langen Kupferdrähten derselben Sorte von 1^{mm} Dicke. Der längere (173^{cm}) war durch eine mit Blei ausgegossene Messingkugel (Gew. $5{,}495^{kgr}$), der kürzere (117^{cm}) durch eine mit Schroten gefüllte Eisenkugel (Gew. $3{,}283^{kgr}$) belastet. Das obere Ende des Drahtes war durch Einklemmung mit einem Torsionskreis fest verbunden, der von einem an der Grundmauer des Gebäudes vermittels einer Latte befestigten eisernen Kniestück getragen wurde. Am Aequator der Kugel war ein Spiegel-

---

1) Wied. Ann. Bd. 2 S. 241.

2) Vgl. Streintz' Ueberarbeitung von Pisati's Resultaten in diesem Journal Bd. 16 S. 502.

chen aufgeklebt, um die Methode der Spiegelablesung zu ermöglichen, ohne den im § 13 noch näher besprochenen Widerstand der Luft gegen den Spiegel einzuführen. Die Zulässigkeit dieser excentrischen Befestigung haben wir geprüft. Um störende Luftströmungen abzuhalten, haben wir die Kugel mit einem Kasten umgeben, der gegen das Fernrohr hin durch eine planparallele Glasplatte geschlossen war. Wir legen aber bei unseren jetzigen Untersuchungen wenig Werth auf genannte Vorsichtsmaassregel, da wir uns überzeugt haben, dass das Entfernen und Wiederaufsetzen des Luftkastens keinen Einfluss auf das logarithmische Decrement äusserte. Die Anregung der Schwingungen geschah, indem der Torsionskreis um die gewünschte Anfangsamplitude einige Zeit vor der Beobachtung mit Vorsicht gedreht und bei Beginn der Beobachtung um denselben Betrag wieder zurückgedreht wurde. Man muss sich bei der ersten Operation (der Drehung aus der Ruhelage heraus) in Acht nehmen, dass man keine Verdrehung verursacht, von der eine Nachwirkung zurückbleiben könnte, und muss aus demselben Grunde auch sofort die etwa entstandenen grösseren Schwingungen dämpfen, da dieselben gleichfalls, wie wir zeigen werden, eine nachwirkende Störung des elastischen Gleichgewichts hervorrufen. Hat man diese Vorsichtsmaassregeln beobachtet, so kann man sofort nach der Anregung mit der Beobachtung beginnen, ein Vortheil, den sich Schmidt bei seinen Versuchen hat entgehen lassen. Wir werden darauf unten zurückzukommen haben. Die Beruhigung des Apparates geschah nicht mehr, wie bei unseren ersten Untersuchungen, mittels der von Schmidt[1]) angegebenen Arretirungsvorrichtung, da dieselbe eine vollständig erschütterungsfreie Beruhigung nicht gestattet; insbesondere erscheint uns das Emporheben des Gewichtes, also das zeitweise Entlasten des Drahtes ganz unstatthaft. Wir zogen es eine geraume Zeit vor, die Beruhigung mit der Hand vorzunehmen, und erst zuletzt verbesserten wir den Schmidt'schen Apparat in der Weise, dass wir auf die zur Aufnahme der Kugel bestimmte Elfenbeinschale eine dicke Lage Baumwolle legten, so dass nun beim Emporschrauben der Schale die Dämpfung der Schwingungen ohne Entlastung des Drahtes und auch sonst ganz erschütterungsfrei vor sich gehen konnte. Das Thermometer endlich, an welchem wir die Temperatur des Drahtes ablasen, war nahe der Mitte des Drahtes angebracht.

1) a. a. O. S. 51.

§ 4. Zur Ermittlung des logarithmischen Decrementes, welches nach Division[1]) durch die Schwingungsdauer als Maass für die Dämpfung zu betrachten ist, haben wir gewöhnlich in Intervallen von 5 Minuten je eine Amplitude bestimmt, und zwar aus 6 nach je 3 Schwingungen auf einander folgenden Scalenausschlägen auf der einen Seite und den 5 entsprechend sich einfügenden auf der anderen Seite. Es war nothwendig, $1^1/_2$ Schwingungen von einer Ablesung bis zur andern verstreichen zu lassen, nicht bloss wegen der Sicherheit der Ablesung, sondern auch wegen der langsamen Abnahme der Schwingungen bei kleineren Amplituden. Wir verzichteten auf die Benutzung der eigentlich richtigeren Formel

$$L = \frac{1}{2(n-m)} (\Sigma \log \varphi_n - \Sigma \log \varphi_m),$$

welche Streintz[2]), oder

$$L = \frac{2}{n(n+1)} \sum_{p=n}^{p=1} \log \frac{\varphi_o}{\varphi_p},$$

welche Schmidt[3]) verwendete, da während des Verlaufs der zu einer Amplitude combinirten Scalenausschläge die letzteren als proportional zu ihren Logarithmen betrachtet werden konnten. Die gewonnenen Amplituden benutzten wir direct zur Berechnung der Decremente, indem wir bei grösseren Ausschlägen die Logarithmen je zweier auf einander folgender Amplituden subtrahirten, bei kleineren jedoch anfangs 4, später 6 auf einander folgende Amplituden zu je einem Decrement combinirten. Selbstverständlich reducirten wir bei grösseren Schwingungen die Scalentheile auf Bogen, und zwar entweder durch Umrechnung der Scalentheile selbst mittels einer zu diesem Zwecke angefertigten Tabelle, oder durch eine eigene Correcturformel[4]). Die Entfernung des Spiegels von der Scala war der Bequemlichkeit

1) Bei den Versuchen, welche wir mit den in § 3 charakterisirten Drähten anstellten, ist diese Division noch nicht vollzogen, da eine Aenderung der Schwingungsdauer im Laufe der Untersuchungen nicht eingetreten ist. Schmidt hat diese Reduction des Decrementes auf die Secunde stets unterlassen; daher seine Decremente mit der Länge bald ab- bald zunehmen, während die Decremente, welche sich durch Division mit der zum Glück stets beigesetzten Schwingungsdauer ergeben (s. S. 258 seiner Abh.), stets zunehmen, wenn die Länge abnimmt. Seine betreffende Formel wurde von uns schon a. a. O. S 571 § 12 kritisch berührt.

2) Dieses Journal Bd. 16 S. 479.

3) a. a. O. S. 57.

4) S. W. Braun, Correcturformel für das logar. Decrement: Schlömilch's Zeitschrift Bd. 25 S. 342.

halber meistens constant = 80 Scalentheilen (1 Scalentheil = 2^{cm}); andernfalls ist sie besonders angegeben.

Zur Bestimmung der Schwingungsdauer ermittelten wir aus der Anfangs- und Schlusszeit eines Beobachtungssatzes einen angenäherten Werth und verbesserten denselben unter Benutzung der beiden extremen Umkehrzeiten nach bekannter Methode (s. z. B. Kohlrausch, praktische Physik).

Fehlerquellen.

§ 5. Die unseren Beobachtungen zu Grunde gelegte Drahtsorte wurde schon bei unseren früheren Untersuchungen auf ihre allgemeinen Eigenschaften geprüft, und es zeigte sich dabei[1]) als ihr hervorstechendstes Merkmal eine fast unbegrenzte Abhängigkeit des Decrementes von der Amplitude, so zwar, dass man sich bei der Ermittlung des kleinsten Decrementes mit Amplituden zwischen 1 und 2 Scalentheilen (21 und 43 Bg.-Min.) behelfen muss, welche bereits den Grenzwinkel[2]) überschreiten, wenn man nicht unverhältnismässig mehr Zeit auf die Ermittlung eines Decrementes bei Amplituden unter 1 Scalentheil verwenden will. Wenn wir also im Folgenden von einem Minimaldecrement sprechen, so meinen wir damit stets dieses für eine Amplitude zwischen 1 und 2 Scalentheilen berechnete Decrement. Dass sich dasselbe innerhalb dieses Intervalls nur langsam ändert und man sehr wohl die für die Amplituden von 1,4 und 1,2 Scalentheilen berechneten Decremente mit einander verwechseln darf, zeigen die Tab. I und II, aus denen man zugleich die Berechnungsmethode und die Grösse der unvermeidlichen Beobachtungsfehler ersehen kann.

Tabelle I.

Weicher Kupferdraht, 1^{mm} dick. (18. Sept. 1880.) Temp. 16,5° C. Länge 117^{cm}. Spannendes Gewicht $3,283^{kgr}$. Schwingungsdauer 6,06 Sec. Zeit der ersten Amplitude 8^h 59′ 10″, Zeit der letzten 9^h 34′ 30½″. Beginn sofort nach der Anregung.

Nr.	Nullp.	Ampl. in Scalenth.	Log. der Ampl.	Fortlauf. Decremente	Genauere Decremente	S
1	2,623	1,717	0,23477	0,000602		
2	28	602	20466	600		
3	26	495	17464	608	0,000599	1,44
4	32	394	14426	573	603	1,35
5	2,495	305	11561	621	597	1,25
6	505	215	08458	622		
7	498	131	05346	547		
8	497	062	02612			

1) a. a. O. S. 569 Tab. I.

2) a. a. O. S. 564 in § 5.

Tabelle II.

Eine unmittelbar auf die vorige folgende Beobachtungsreihe.

Zeit $9^h\,40'\,22\frac{1}{2}''$ bis $10^h\,15'\,44\frac{1}{2}''$.

Nr.	Nullp.	Ampl. in Scalenth.	Log. der Ampl.	Fortlauf. Decremente	Genauere Decremente	S
1	0,491	1,687	0,22712	0,000602		
2	502	574	19700	617		
3	500	466	16613	576	0,000592	1,42
4	500	372	13735	603	584	1,33
5	498	280	10721	553	583	1,24
6	501	201	07954	575		
7	502	124	05077	625		
8	500	046	01953			

Zu diesen Tabellen sind folgende Bemerkungen nothwendig. Die Decremente der 5. Columne sind durch Combination zweier unmittelbar auf einander folgenden Amplituden, dagegen die der 6. Col. durch Combination je 6 auf einander folgender Amplituden berechnet. Die mit S bezeichneten Zahlen in der 7. Col. bedeuten die den vorstehenden Decrementen zugehörigen Amplituden. Der in Tab. I bei Nr. 5 bemerkliche Sprung in den Nullpunktszahlen ist durch eine leichte Verrückung des Fernrohres verursacht und hat weiter keine Bedeutung. Der Nullpunkt ist also als unveränderlich zu betrachten, weshalb die 1. Col. uns gestattet, die Fehlergrenze der in der 5. Col. stehenden Werthe zu berechnen. Dieselbe ergibt sich unter der Annahme, dass die Fehlergrenze im Nullpunkt und somit auch in der Amplitude $\pm$ 0,005 ist, für das erste Decrement in Tab. I (Col. 5) als $\pm$ 0,0005, für das letzte als $\pm$ 0,00008. Es ist daher nicht zu verwundern, dass auch in den genaueren Decrementen (Col. 6) die 6. Decimale ganz unsicher ist.

§ 6. Diese Decremente sind aber nicht so unsicher als es nach Vergleichung dieser Columne in den beiden Tabellen aussehen möchte. Die niedrigeren Werthe der 2. Tabelle können sehr wohl eine Berechtigung haben. Obschon nämlich der Draht bereits 9 Monate fast ununterbrochen in Spannung war und zu Versuchen gedient hatte und seine letzte ganz kurze Spannungsunterbrechung bei Gelegenheit einer Translocation 3 Monate vorher stattgefunden hatte, befand er sich doch in einem Zustand noch unvollkommener Accommodation[1]),

1) Wir gebrauchen dieses Wort in demselben Sinne wie Streintz in diesem Journal Bd. 16 S. 480.

weil er Tags zuvor in grössere Schwingungen versetzt worden war, welche, wie wir unten zeigen werden, eine merkbare Nachwirkung hinterlassen. Dieselbe vermindert sich gewöhnlich rasch, wenn man geeignete Gegenmittel anwendet, wie z. B. mässige Schwingungen (innerhalb einer gewissen Grenze) oder ganz leichte Erschütterungen des Apparates, etwa solche, wie sie beim Anregen unvermeidlich sind (G. Wiedemann[1]) fasst diese Gegenmittel unter dem gemeinsamen Namen „Erschütterungswirkungen" zusammen). Demgemäss erklären wir die Verschiedenheit der Decremente von Tab. I und II daraus, dass die am Vortage erzeugte Nachwirkung, welche sich durch das Decrement 0,00062 documentirte (während das erreichbare Minimum bei 0,00056 bis 57 liegen dürfte), durch die beim Anregen zur zweiten Beobachtungsreihe erzeugten Erschütterungen eine weitere Verminderung erfahren hatte. Wir würden uns durch die geringe Verschiedenheit der Resultate nicht zu dieser Muthmassung gezwungen fühlen, wenn wir nicht schon öfter die Wahrnehmung gemacht hätten, dass auf einander folgende unter gleichen Umständen gewonnene Beobachtungsreihen eine Abnahme des Decrements aufweisen, während innerhalb einer jeden das Decrement als constant betrachtet werden musste.

Während also leichte Erschütterungen geradezu benutzt werden können, um vorhandene Nachwirkungen zu eliminiren (nach Streintz: um die Accommodation zu befördern), bewirken starke Erschütterungen das Gegentheil (vgl. G. Wiedemann a. a. O.), was wir durch die späteren Tab. VIII und IX ersichtlich machen können.

Dieselben zeigen eine für die angegebene Amplitude ganz rapide Abnahme des Decrements, wie man leicht durch Vergleichung mit Tab. VI und VII erkennt. Die Ursache davon waren starke Erschütterungen des Apparates, welche durch unbeabsichtigte Stösse hervorgerufen wurden. Wir müssen daher die Ansicht Schmidt's, dass die auf S. 243 und 253 seiner Abhandlung von ihm selbst beanstandeten Anfangsdecremente in Folge der Anregungserschütterungen zu klein ausgefallen seien, als unrichtig bezeichnen. Wenn solche Störungen wirklich vorhanden gewesen wären, so würden die Decremente im Gegentheil eine Erhöhung gezeigt haben. Die wahre Ursache ihrer Erniedrigung, welche auch Streintz[2]) noch als eine offene Frage erklärt hat, werden wir weiter unten darzulegen haben (§ 9 u. 10).

1) Wied. Ann. Bd. 6 S. 506.
2) Bd. 16 S. 482.

Das Gesagte reicht hin, um einzusehen, dass die stets unvollkommene Accommodation der Kupferdrähte, welche durch unvermeidliche Erschütterungen und durch ihre Schwingungen selbst bald vergrössert, bald verkleinert wird, eine sehr lästige Fehlerquelle bei den Untersuchungen über solche Drähte bildet. Möglich wäre es, dass durch grössere Belastung diese störenden Einflüsse noch herabgemindert werden können (vgl. § 12).

§ 7. Als zweite Fehlerquelle wäre der Einfluss der (inneren) Luftreibung zu beachten. Wir nehmen mit G. Wiedemann[1]) und H. Streintz[2]), wie wir schon in unserer ersten Abhandlung (a. a. O. S. 563) betont haben, den Einfluss dieser Luftreibung als verschwindend klein an, um so mehr als unser Hauptzweck das Studium der Abhängigkeit des Decrementes von der Amplitude ist, wobei sich während einer Beobachtungsreihe für die Luftreibung nichts ändert als die Geschwindigkeit, von welcher ihr Decrement unabhängig sein muss, wenn die Luftreibung proportional der 1. Potenz der Geschwindigkeit ist. Uebrigens sollen eingehendere Untersuchungen darüber noch vorbehalten bleiben.

§ 8. Eine dritte Fehlerquelle endlich, Einfluss der Temperatur bzw. Nachwirkung derselben, haben wir, wie oben erwähnt, durch Wahl eines geeigneten Locales eliminirt. Von welcher Art übrigens dieser Einfluss ist, kann man schon aus den oben erwähnten Untersuchungen von Pisati entnehmen; noch deutlicher aber dürfte derselbe durch die Tab. IV und V erläutert werden, in denen wir die Ergebnisse einer für diesen Zweck hinreichenden Voruntersuchung niedergelegt haben. Behufs Erwärmung des Drahtes umgaben wir denselben mit einer engen Glasröhre und diese hinwiederum mit einer weiteren, so dass der zwischen beiden Röhren befindliche Raum von Wasserdampf durchstrichen und dadurch seine Temperatur auf ca. 60° R. gebracht wurde. Die Temperatur des Drahtes selbst war, wie sich aus Vorversuchen ergab, stets 3° niedriger als die des Zwischenraums zwischen den beiden Röhren. Die der Beobachtung unterworfenen Drähte waren andere als die in § 3 genannten. Der eine war der schon in unserer ersten Abhandlung (S. 576) aufgeführte Stahldraht, der seit seiner Aufhängung (25. März 1879) bis zum Tage der Temperaturuntersuchung (15. Juli 1879) in Spannung war und öfters

1) Wied. Ann. Bd. 6 S. 516.
2) Dieses Journal Bd. 16 S. 495.

Schwingungen ausgeführt hatte. Derselbe wurde am 3. Juli von 125cm auf 82cm verkürzt, der Draht mit den Glasröhren umgeben und darauf eine Erhöhung des Decrementes von seinem (Minimal-) Werth 0,00087 auf 0,00113 constatirt, welche bis zum 14. Juli wieder eliminirt war. Abhängigkeit des Decrementes von der Amplitude zeigt der Stahldraht bekanntlich nur bei sehr grossen Elongationen, was allerdings in unserer ersten Abhandlung wegen der störenden Temperatureinflüsse nicht recht zu Tage tritt. Einen besseren Beleg für diese Behauptung können wir nun in den in Tab. III niedergelegten Zahlen beibringen.

Tabelle III.

Strahldraht 0,5mm dick. (5. Juni 1879.)
Länge 125cm. Schwingungsdauer 22,23 Sec. Entfernung des Spiegels von der Scala 73,3 Scalenth. (cm). Belastung $5\frac{1}{2}$ kgr.
S bezeichnet diejenige Amplitude, für welche das ihr voranstehende Decrement gilt. Die Decremente sind nach der in der „Zeitschrift f. Math. u. Phys.“ (Bd. 25 S. 342) publicirten Formel corrigirt.

Zeit	Temperatur (Cels.)	Decr. pro Schwingungs-dauer	S (in Scalenth.)
10h 40′ 2″	17°	0,00090	26,7
11h 0′ 47″	17,1	91	23,5
21′ 32″	17,2	90	20,7
42′ 17″	17,3	90	18,4
12h 3′ 2″	17,5	91	16,3
3h 11′ 39″	17,0	87	5,6

Bemerk. 87 ist das Minimaldecrement.

Der andere Draht, den wir der Erwärmung aussetzten, war ein Kupferdraht, derselben Sorte wie die zwei in § 2 erwähnten entnommen, aber gleichfalls auf 82cm verkürzt. Da derselbe vor der Verkürzung eine Länge von 245cm hatte, so wurde natürlich die Schwingungsdauer viel stärker alterirt, und wir geben daher bei diesem die Decremente pro Secunde an. Das Decrement (pro Sec.) betrug am Tage der Aufhängung (Länge 245cm, Schwingungsdauer 11,1 Sec., Temperatur $18\frac{1}{2}$° C.), also am 7. October 0,000043 (für die folgende Zeit fehlt uns leider das Minimaldecrement). Am 4. November wurde der Draht auf 84cm verkürzt, am 13. November (Schwingungsdauer 6,56 Sec., Temperatur ca. 20° C.) das Minimaldecrement zu 0,000060 bestimmt, am 18. November der Draht mit den Glasröhren umgeben, seine Länge

auf 82^{cm} reducirt und am 19. November die Erwärmung vorgenommen. Der Draht war also offenbar noch nicht im Zustand der Accommodation, wie es nöthig gewesen wäre. Doch zeigen die Zahlen immerhin einen ähnlichen Verlauf wie beim Stahldraht.

Tabelle IV.

Stahldraht (wie in Tab. III). (15. Juli 1879.)

Länge 82^{cm}. Schwingungsdauer 18,6 Sec. bei 60^{0} R.
Belastung $5\frac{1}{2}$^{kgr}. 18,5 Sec. bei 15^{0} R.

Die Scala kreisförmig, so dass eine Correctur der Decremente überflüssig war.

Zeit	Temp. (Réaum.)	Decr. pro Schwingungsdauer	S (in Scalenth.)
I. Satz.			
8^{h} 57′ 16″	$57\frac{1}{2}$^{0}	0,0029	4,86
9^{h} 3′ 34″	57	36	4,03
9^{h} 12′ 12″	$57\frac{1}{2}$	52	3,19
II. Satz. (Frisch angeregt.)			
9^{h} 39′ 11″	58^{0}	0,00267	8,71
1′ 33″	58	268	45
später	58	268	19
u. s. w.	58	267	7,95
	58	267	71
	58	269	46
	58	269	23
	58	269	02
	58	270	6,71
9^{h} 53′ 18″	58	271	59

Zeit	Temp. (Réaum.)	Ampl. (Scalenth.)	Fortl. Decr.
III. Satz. (Dampfzufluss beendigt um 10^{h} 3′.)			
10^{h} 7′ 15″	29—25^{0}	5,194	0,00172
11′ 14″	22—20	4,911	136
16′ 12″	17,5 bis 16,7	4,671	
22′ 3″	15—14,8	4,457	107
28′ 13″	14—13,9	4,231	113
41′ 10″	13—12,9	3,804	110
11^{h} 19′ 3″	12,4	2,828	101
IV. Satz. (Nachmittags frisch angeregt.)			
4^{h} 15′ 5″	12,6	6,292	0,00103
44′ 58″	12,6	4,995	

Tabelle V.

Kupferdraht weich (wie in Tab. I). (19. Nov. 1879.)

Länge 82^{cm}. Schwingungsdauer bei 54^{0}R. 6,58 Sec.
Belastung $52\frac{1}{2}$^{kgr}. bei 16^{0}R. 6,55 Sec.

Die Amplituden überschreiten zwar den Grenzwinkel, jedoch zu wenig, als dass gegenüber der von der Temperatur herrührenden Erhöhung des Decrementes die durch ersteren Umstand veranlasste in Betracht kommen könnte.

Der Dampfzufluss begann ungefähr um 10^{h} 0′.

Fortsetzung der Tabelle V.

Zeit	Temperatur (Réaum.)	Ampl. (Scalenth.)	Fortl. Decr. pro Sec.
10h 10′ 55″	53,6°	4,613	0,000071
31′ 6″	53,9	3,778	0,000118
51′ 24″	54,1	2,709	121
11h 11′ 3″	52,6	1,937	104
31′ 27″	53	1,443	0,000089 *
51′ 6″	53,5	1,128	93
12h 1′ 18″	54,4	0,989	93
21′ 23″	37	0,767	
Kontrollbeobachtung am 10. November.			
10h 25′ 5″ (Vorm.)	16,8	5,707	79
45′ 32″ „	17	4,566	
4h 40′ 3″ (Nchm.)	16,2	5,069	68
5h 20′ 22″ „	17	3,473	

* Diese 3 Decremente entsprechen dem bleibenden Werth, denn sie ergaben sich auch bei einer zweiten Nachmittags angestellten Beobachtungsreihe.

In beiden Tabellen steigt das Decrement rasch an, obgleich die Temperatur schon als constant zu betrachten ist, und sinkt dann von einem Maximum auf den der betreffenden Temperatur entsprechenden bleibenden Werth herab. Beim Stahldraht wurde das Decrement noch weiter verfolgt, und es zeigt sich, dass beim Sinken der Temperatur die Abnahme des Decrements sofort beginnt und regelmässig verläuft, wahrscheinlich weil die Abkühlung allmählich von statten ging, während die Einführung des Wasserdampfes eine stossweise wirkende Erwärmung zur Folge hatte, die sich beim Stahldraht auch in einer rapiden Wanderung des Nullpunktes zu erkennen gab.

Abhängigkeit des Decrements von der Amplitude.

§ 9. Schon im Jahre 1874 hat F. Braun in der Abhandlung „Ueber Schwingungen, deren Amplituden nicht unendlich klein sind“[1]) versucht, die Abhängigkeit des Decrements von der Amplitude durch eine empirische Formel darzustellen, welche von Schmidt geprüft und, da sie mit seinen Resultaten nicht stimmte, verworfen wurde. Schmidt glaubte hierauf mittels einer von Gronau[2]) entwickelten Formel seine Ergebnisse besser darstellen zu können und gab schliesslich sogar eine dritte Formel an, welche die physikalische Ursache der Abnahme des Decrements direct zum Ausdruck bringen sollte. Wir

1) Pogg. Ann. Bd. 151 S. 261.

2) Von O. E. Meyer benutzt in Pogg. Ann. Bd. 142 S. 514.

haben schon in unserer ersten Abhandlung (S. 566) den empirischen Charakter der Schmidt'schen Aufstellungen geltend gemacht, und neuerdings hat auch Streintz[1]) denselben in ausführlicherer Weise durch Nachrechnung der Schmidt'schen Zahlen bestätigt. Wir müssen aber nun, nachdem wir selbst grössere Beobachtungsreihen uns verschafft haben, und zwar solche, welche unmittelbar nach der Anregung begonnen und bis zum Minimaldecrement fortgeführt wurden, einen Schritt weiter gehen. Wir müssen nach unseren Ergebnissen behaupten, dass die Schmidt'schen Formeln, ebenso wie die von F. Braun, nur einen kleinen Theil des Verlaufs einer vollständigen Beobachtungsreihe wiedergeben. Wir begnügen uns damit, zwei solche Reihen in Tab. VI und VII vorzuführen, und lassen ihnen sofort die schon früher besprochenen Tab. VIII und IX folgen, da letztere nur durch Vergleichung mit VI und VII gewürdigt werden können.

Tabelle VI.

Kupferdraht, weich, 1 mm dick. (25. Sept. 1880.)
Schwingungsdauer 9,55 Sec. Länge 173 cm. Belastung 5,495 kgr seit 24. August 1880.

I. Satz. Ermittlung des Minimaldecrementes. Temp. 15,4° C.

Zeit	Ampl. (Scalenth.)	Decremente	S (Scalenth.)
7h 58′ 27″	2,684		
		0,000661	2,09
8h 50′ 30″	1,631		
		658	1,28
9h 42′ 32″	0,994		

II. Satz. Es wurde frisch angeregt zu sehr grossen Schwingungen und sofort mit der Beobachtung begonnen. Temp. 15,6° C. Intervall zwischen 2 auf einander folgenden Amplituden 5 Min. Beginn um 11h 12′, Fortsetzung um 12h 34′.

Zeit	Ampl. (Scalenth.)	Corr. Decr.
11h 12′	20,136	
	18,745	0,000933
	17,446	942
	16,246	939
	15,109	963
11h 37′	14,063	949
12h 34′	6,502	
	6,093	880
	5,720	855
12h 49′	5,384	817

1) Dieses Journal Bd. 16 S. 496.

III. Satz. Fortsetzung des II. Satzes, wiederholte Ermittlung des Minimaldecrementes. Intervall 10 Min.

Zeit	Ampl. (Scalenth.)	Mittl. Decr. pro $S = 1,71$
2ʰ 21′	1,986	
	1,797	0,000688
	1,623	
	1,465	

Tabelle VII.

Kupferdraht (wie in Tab. VI). (28. Sept. 1880.)

I. Satz. Temp. 15,1° C. Ermittlung des Minimaldecrementes. Intervall 5 Min.

Zeit	Ampl. (Scalenth.)	Decrement pro $S = 2,11$
8ʰ 9′ 2″	2,270	
	2,163	0,000652
	2,063	
	1,965	

II. Satz. Temp. 15,3° C. Es wurde frisch angeregt zu sehr grossen Schwingungen und sofort mit der Beobachtung begonnen. Intervall 10 Min.

Zeit	Nullp. (Scalenth.)	Ampl. (Scalenth.)	Corr. Decr.
8ʰ 32′	0,30	18,695	0,000886
	38	16,345	906
	39	14,258	908
	41	12,443	909
	41	10,864	901
	42	9,501	893
	43	8,320	871
9ʰ 43′	44	7,313	?
9ʰ 53′ 49½″	?	?	?
10ʰ 3′ 28½″	45	5,701	808
	45	5,059	789
	45	4,502	764
	45	4,028	752
	45	3,601	736
	45	3,231	725
	46	2,903	706
	46	2,616	

III. Satz. Fortsetzung des II. Satzes bei kleinen Amplituden; wiederholte Bestimmung des Minimaldecrements. Intervall 40 Min.

Zeit	Ampl	Decr. pro $S = 1{,}46$
11ʰ 55′ 10″	1,740	0,000671
35′ 47½″	1,171	

Tabelle VIII.

Kupferdraht, weich, 1 mm dick. (29. Jan. 1880.)

Länge 117 cm. Belastung 3,8 kgr seit 11. Dec. 1879. Schwingungsdauer 6,03 Sec. Entfernung zwischen Spiegel und Sc. 76 Scalenth. Kreisscala, daher keine Correctur der Decremente. Zeit 10ʰ 20′ 39″ bis 11ʰ 10′ 27″. Intervall zwischen 2 Amplituden: 10 Min.

Temperatur (Cels.)	Ampl. (Scalenth.)	Fortl. Decr.
22,4°	4,325	
		0,001164
22,3	3,317	
		0,000856
22,4	2,729	
		714
22,5	2,319	
		704
23	1,975	
		658
23,3	1,700	

Tabelle IX.

Kupferdraht (wie in Tab. I). (22. März 1880.)

Temp. 8,2° C. Kreisscala, Entfernung vom Spiegel 80 Scalentheile. Zeit 9ʰ 25′ 0″ bis 9ʰ 40′ 8″. Intervall 5 Min.

Ampl. (Scalenth.)	Fortl. Decr.
16,628	
	0,00330
11,376	
	149
9,588	
	129
8,262	

Aus den Tab. VI und VII ergibt sich ein von Schmidt's Aufstellungen ganz abweichender Verlauf der Decremente. Während Schmidt eine hyperbolische Abnahme constatirt, welche in vielen z. B. in den von Streintz a. a. O. besprochenen Fällen einer linearen sehr nahe kommt, zeigt die Curve unserer Decremente im Anfang sogar eine sanfte Steigung, geht erst um 9ʰ 33′ (Tab. VII) zu einem hyperbolischen und um 10ʰ 23′ (ca.) zu einem linearen Fallen über. Die anfängliche Zunahme der Decremente war Schmidt aus dem

einfachen Grunde entgangen, weil er sich scheute sofort nach der Anregung zu beobachten. Es begegnete ihm aber häufig, dass die Anfangswerthe sich noch nicht in die Hyperbel oder eine verwandte Curve einfügen wollten; dann verwarf er diese Werthe, mit Unrecht, wie wir schon in § 6 bemerkt haben.

Wie sehr dieser anfängliche Verlauf des Decrements geeignet ist, den Beobachter irre zu führen, haben wir selbst erfahren bei dem zu den Erwärmungsversuchen (vgl. § 8) benutzten Kupferdraht. Wir beobachteten dieselben zufälligerweise immer in diesem ca. 1 Stunde anhaltenden Zustand scheinbarer Constanz und liessen uns daher davon abhalten, sein Minimaldecrement zu bestimmen und folglich auch uns Gewissheit über den Grad seiner Accommodation zu verschaffen, da dies nur im Besitze von Minimaldecrementen möglich ist. Daraus erklärt sich die für den unbefangenen Leser vielleicht auffallende Thatsache, dass wir die obigen Erwärmungsversuche (wie wir jetzt einsehen) bei noch nicht erreichter Accommodation vorgenommen haben.

§ 10. Es wäre leicht, die Gleichung einer Curve aufzustellen, welche durch die in Tab. VI und VII niedergelegten Zahlen befriedigt wird. Wir verzichteten aber darauf, weil diese Curve doch nicht den einfachen Verlauf der Abhängigkeit des Decrementes von der Amplitude charakterisiren würde, sondern den durch etwas noch Unbekanntes gestörten Verlauf. Vergleicht man nämlich die vor und nach einer solchen Beobachtungsreihe ermittelten Minimaldecremente (Tab. VI u. VII 1. und 3. Satz), so findet man immer das letztere höher als das erstere. Dies beweist, dass die Erzeugung grösserer Schwingungen mit einer Störung der molecularen Anordnung des Drahtes verknüpft ist, welche eine Erhöhung des Decrementes herbeiführen muss und dadurch die Regelmässigkeit der Abnahme des Decrementes mit der Amplitude verwischt. Schmidt scheint diese Beobachtung nicht gemacht zu haben, sei es, dass die Erscheinung bei seinen Drähten (Magnesium, Messing) einen anderen Verlauf nahm, oder dass er es versäumte, das Minimaldecrement vor und nach der Anregung zu grösseren Schwingungen zu bestimmen. So lange wir nun wegen mangelnder Anfangswerthe von dem anfänglichen Steigen der Decremente keine Kenntnis hatten, waren wir geneigt, dem plötzlichen Eingreifen in das Gleichgewicht der Drahtmoleküle, wie es unsere Anregungsweise (Torsion des oberen Endes) mit sich bringen musste, die fragliche Erhöhung zuzuschreiben. Wenn ein solcher Einfluss vorhanden wäre,

so müsste er um so grösser sein, je grösser die Anfangsamplitude ist. (Dies ist z. B. bei der Verrückung des Nullpunktes, Tab. X, der Fall.) Daher verschafften wir uns das für bestimmte Amplituden berechnete Decrement bei verschiedener Anfangsamplitude. Die Ergebnisse dieser Untersuchung, denen auch die aus Tab. VI und VII durch Interpolation leicht zu entnehmenden Zahlen der Vergleichung halber beigefügt sind, findet man in Tab. X.

Tabelle X.

Kupferdraht (wie in Tab. I).

Tag	Anf.-Amplitude (Scalenth.)	Verrückung des Nullp.	Temp. (Cels.)	Decremente pro Amplitude				
				1,8	5,11	9,49	14,30	17,89
24. Aug.	12,0	?	17,5	0,00061	63	67		
26. „	16,8	0,036	18,1	61	64	69	70	
27. „	21,0	0,04	18,25	60	66½	72	76	77
28. „	26,8	0,05	18,25	62½	69	—	—	80
Längerer Kupferdraht mit Messingkugel (wie in Tab. VIII).								
25. Sept.	21,0	0,14	15,4	69	80	—	95	94
28. „	18,7	0,15	15,1	67	80	90	91	88½

Aus ihr ersicht man, dass zwar für grössere Amplituden die Erhöhung des Decrementes mit der Anfangsamplitude wuchs, nicht aber für kleine Amplituden. Dies liesse sich zwar hinreichend durch die Thatsache erklären, dass durch mässige Schwingungen die Störungen im molecularen Gleichgewicht oft rasch wieder eliminirt werden (vgl. § 6); aber die geringe Abnahme des Decrementes bei höheren Amplituden in ein und derselben Beobachtungsreihe, welche beim stärker gespannten Kupferdraht sogar in eine Zunahme sich verwandelte, sprach ganz gegen unsere erste Vermuthung. In der That müsste ja die Rückkehr in die frühere Gleichgewichtslage im Anfange in viel rascherem Tempo vor sich gehen als später, wie dies ja unbestritten der Charakter der elastischen Nachwirkung verlangt und wie sie auch wirklich stets im Verlaufe der mit ihrem Gesammtbetrage in Col. 3 der Tab. X eingesetzten Nullpunktswanderung zu Tage trat. Dieselbe vollzog sich nämlich, wie aus den in Tab. VII mitgetheilten Beobachtungen zu entnehmen ist, zum grössten Theil in den ersten 10 Minuten und nahm dann einen fast linearen Verlauf, wie nach früheren z. B. Kohlrausch's[1]) Versuchen zu erwarten war. Nach alledem lag es nahe genug, anzunehmen, dass die grossen anfänglichen Schwingungen selbst die

1) Vgl. die nach seinen Ergebnissen gezeichneten Curven auf Taf. IV Fig. 1 Bd. 119 von Pogg. Ann.

Störungsursache waren. Denn nimmt man an, dass grosse Schwingungen das Gleichgewicht der Moleküle (oder den Zustand der erreichten Accommodation) ernstlich stören, so ist klar, dass diese Störung sich anfangs steigern muss, weil von den ersten Störungen noch eine Nachwirkung vorhanden ist, wenn neue hinzukommen; dass somit die hierdurch veranlasste Erhöhung des Decrementes die bei Verringerung der Amplitude sonst nothwendig eintretende Erniedrigung überwiegen kann. Haben aber die Schwingungen bis zu einem gewissen Betrage abgenommen, so tragen gerade sie zur Eliminirung der noch vorhandenen Nachwirkung bei (§ 6) und bedingen die lang andauernde lineare Abnahme, ohne den früheren Gleichgewichtszustand vollständig wieder herbeiführen zu können (daher höheres Enddecrement).

§ 11. Wenn die im Vorigen ausgesprochene Vermuthung richtig ist, so kann es für den Werth des Enddecrementes nicht gleichgültig sein, ob man eine mit grosser Amplitude begonnene Beobachtungsreihe bis zum Ersterben der Schwingungen fortsetzt, oder ob man sie vorzeitig durch absichtliches Dämpfen unterbricht, und wann man dies thut. Dies ist nun, wie sich aus Tab. XI ergibt, wirklich der Fall.

Tabelle XI.

Kupferdraht (wie in Tab. I).

Tag	Zeit der Schwing. (Min.)	Anf.-Ampl. (Scalenth.)	Erhöhung des Decrements
13. Sept.	0	8	0,00000
14. "		8	0
15. "		16	1
13. "	5	8	1
15. "		16	— 0,00001
16. "		16	1
14. "	10	8	½
8. "		27	0
14. "	15	8	1
15 "		16	2½
9. "		27	8
8. "	20	27	4
14. "	25	8	1
6. "		27	5
15. "	30	16	0
16. "		16	1
7. "	35	27	0

Die Zahlen dieser Tabelle erhielten wir auf folgendem Wege. Wir bestimmten zuerst das Minimaldecrement, regten dann Schwingungen von bestimmter Elongation (8, 16, 24 Scalentheile) an, beruhigten aber entweder sofort oder nach 5, 10, 15 etc. Minuten und bestimmten darauf abermals das Minimaldecrement. Die dabei gefundene Erhöhung des Decrementes ist in die Tabelle eingesetzt. Leider ist aus den in § 6 erörterten Gründen in einem Falle eine Erniedrigung statt einer Erhöhung eingetreten (in der Tabelle durch — angedeutet), und in anderen Fällen ist wenigstens die zu erwartende Erhöhung erheblich geschwächt oder aufgehoben, während umgekehrt eine unerwartete Verstärkung der Erhöhung in auffallender Weise sich nicht geltend machte Wenn nun auch in Folge der genannten Störungen die Beweiskraft der in Tab. XI niedergelegten Resultate erheblich beeinträchtigt wird, so geht doch aus ihnen so viel hervor, dass die Erhöhung des Decrementes ein Maximum wird, wenn man die Schwingungen nach ca. 15—20 Minuten unterbricht, während nach 30 Min. die Erhöhung so ziemlich eliminirt zu sein scheint. Dies steht nur in scheinbarem Widerspruch mit der Tab. VII, wo die erhöhende Wirkung der grossen Schwingungen mindestens 1 Stunde anhält (nämlich nicht bloss bis zum Zeitpunkt des höchsten Decrementes — dies wären 40 Min. —, sondern bis eine energische Abnahme der Decremente, wie sie eben anfangs zu erwarten wäre, zu Tage tritt). Man hat dabei zu berücksichtigen, dass bei den Versuchen der Tab. XI durch das Dämpfen und neue Anregen (s. § 6) eine erhebliche Schwächung der factischen Erhöhung eintreten muss.

§ 12. Die mangelhafte Evidenz der Tab. XI veranlasste uns endlich, die Erhöhung dadurch zu steigern und der Beobachtung zugänglicher zu machen, dass wir ein und denselben Versuch mehrmals nach einander anstellten. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Tab. XII enthalten. Dieselben müssen allerdings als misslungen betrachtet werden (aus den oft genannten Gründen, welche sich bei Steigerung der Erhöhung noch mehr geltend machen); nur für 10minütige Schwingungen am 17. und 21. September sind sie einigermassen befriedigend ausgefallen. Nichtsdestoweniger geben wir die Zahlen wieder, damit der Leser einen Begriff von der Launenhaftigkeit unseres Beobachtungsobjects erhalte, welche wir freilich, wie wir schon am Ende des § 6 bemerkten, durch grössere Belastung vielleicht hätten vermeiden können. Die sonstige Unvollkommenheit unseres Apparates hielt uns aber ab,

die in diesem und dem vorigen Paragraphen besprochenen Versuche bei grösserer Belastung zu wiederholen.

Tabelle XII.

Kupferdraht (wie in Tab. I).

Tag	Zeit der Schwing. (Min.)	Anf. Ampl. (Scalenth.)	Erhöhung des Decrements
20. Sept.	0	24	0,00000
	0	24	2
	0	24	−½
17. "	10	14½	1
		14	1½
		15½	−½
		17	2
21. "	10	24	2
			1½
			−3
			4
22. "	20	24	−1
	15	24	+5
	15	24	−5

§ 13. Anhänglich sei nun eine Bemerkung, welche wir bei Gelegenheit einer anderen Arbeit (über Luftwiderstand) machten[1]), erwähnt, weil aus ihr hervorgeht, dass wir bei Benutzung eines mit seiner Fläche senkrecht gegen die Luft bewegten Spiegels eine sehr fatale Fehlerquelle eingeführt hätten. Wir suchten nämlich den Luftwiderstand bei grösseren Geschwindigkeiten dadurch zu ermitteln, dass wir uns zwei mit grosser Amplitude beginnende Beobachtungsreihen verschafften, das eine Mal nach Aufsteckung zweier kreisförmigen Cartons vom Radius $r = 2{,}8^{cm}$ in einer Entfernung $e = 10^{cm}$ von der Drehungsachse, das andere Mal ohne dieselben. Durch Interpolation verschafften wir uns aus beiden Beobachtungsreihen solche Decremente, die zu gleicher Amplitude gehörten, und bildeten die entsprechenden Differenzen. Letztere glaubten wir als die vom Luftwiderstande herrührenden Decremente betrachten zu dürfen. Dieselben bildeten aber eine zuerst fallende und zuletzt wieder steigende Reihe:

Decremente	0,00060	59	56	56	56	52½	51	52½	53	53½	54½
Amplituden (Bg.-Min.)	632	569	516	467	423	384	350	318	291	265	43

Die Erklärung ist nach den Ergebnissen der vorhergehenden Paragraphen einfach. An und für sich sollten die Decremente des Luftwiderstandes eine fallende Reihe bilden, wie wir später bei Benutzung eines Bifilar-

1) Dieselbe wird bald im Drucke erscheinen.

apparates wirklich fanden; da aber bei aufgestecktem Carton die grossen Schwingungen rascher gedämpft wurden, also nicht so lange ihre erhöhende Wirkung geltend machen konnten, so mussten die Minuenden obiger Differenzen stärker abnehmen als die Subtrahenden, welch letztere dagegen bei längerem Andauern der mittleren Schwingungen endlich stärker bzw. allein abnahmen.

§. 14. Wir können nunmehr als Ergebnisse der §§ 9—13 feststellen:

1. Das von Streintz[1]) schon ausgesprochene Gesetz, dass wiederholte Torsionen um grosse Winkel die zurückbleibenden Deformationen vergrössern, wiederholte Torsionen um kleine Winkel dagegen dieselben verkleinern, bestätigt sich.

Die zwischen den als gross und klein bezeichneten Winkeln liegende Grenze fällt aber unserer Ansicht nach nicht, wie Streintz behauptet, mit der Elasticitätsgrenze zusammen, da ja die durch unsere Torsionen hervorgerufenen Deformationen keine bleibenden waren, sondern beim Eintreten der kleineren Torsionen (bei uns Schwingungen) entweder ganz verschwanden, oder wenigstens nur einen Rest zurückliessen, der in einigen Tagen sich eliminirte; im Einklange mit G. Wiedemann[2]) und F. Kohlrausch[3]), welch Letzterer in dem verschiedenen Temperatureinfluss eine Veranlassung sah, Nachwirkung und Elasticitätsgrenze theoretisch aus einander zu halten. Während (nach Kohlrausch's Versuchen) erstere mit wachsender Temperatur bedeutend zunimmt, scheint letztere davon ziemlich unabhängig zu sein.

2. In Folge des ersten Gesetzes zeigen die Decremente, welche man bei einer mit grosser Amplitude beginnenden Beobachtungsreihe erhält, einen gestörten Verlauf, und zwar wird ihre Abnahme anfänglich durch die aus den grossen Schwingungen resultirende Erhöhung entweder ganz oder zum Theil verdeckt.

Das wahre Gesetz der Abhängigkeit des Decrements von der Amplitude kann also nur dann gefunden werden, wenn es gelingt, Schwingungen von bestimmter Amplitude so erschütterungsfrei zu erzeugen, dass die in den ersten 5 Minuten (ca.) gemachten Beobachtungen zur Berechnung des der jeweiligen Amplitude zugehörigen Decrementes verwendet werden können.

1) Dieses Journal Bd. 16 S. 493.

2) Wied. Ann. Bd. 6 S. 507.

3) Pogg. Ann. Bd. 128 S. 209 u. 211.

Ueber die Erscheinungen, welche eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platte von Magnesiumplatincyanür im polarisirten Lichte zeigt.

Von

E. Lommel.

(Aus den Annalen für Physik und Chemie vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

1. Betrachtet man eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platte von Magnesiumplatincyanür, welche so dünn ist, dass sie die blauen Strahlen noch mit erheblicher Lichtstärke durchlässt, im convergenten polarisirten Lichte, etwa durch Nörremberg's mikroskopischen Polarisationsapparat, so gewahrt man, wenn die Schwingungsebenen des Polarisators und des Polariskops (Analyseurs) zu einander genau rechtwinklig stehen, das bekannte, von einem schwarzen Kreuze durchschnittene Ringsystem der einachsigen Krystalle, die ganze Erscheinung natürlich vorherrschend in der rothen Färbung, welche dem Krystall vermöge seiner Absorptionsverhältnisse eigenthümlich ist. Die Platte bietet sonach bei dieser Stellung des Polariskops nichts Ungewöhnliches dar.

Dreht man nun das Polariskop (Nicol'sches Prisma) um ein geringes aus der gekreuzten Stellung heraus, so nehmen die beiden Quadranten der Figur, welche von der Schwingungsrichtung des Polariskops (dem Hauptschnitte des Nicols) durchsetzt werden, eine mehr orangerothe, die beiden anderen Quadranten eine mehr purpurrothe Färbung an (Fig. 1). (Die Schwingungsrichtung des Polariskops ist in dieser wie in den folgenden Figuren durch einen Pfeil angedeutet.)

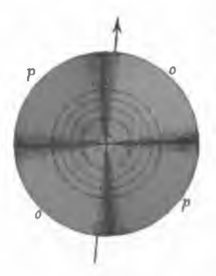


Fig. 1.

Beim Weiterdrehen des Polariskops wird dieser Farbenunterschied der abwechselnden Quadranten immer auffallender. Steht endlich

die Schwingungsrichtung des Polariskops parallel zu derjenigen des Polarisators, so erscheint der verticale (zur feststehenden Schwingungsrichtung des Polarisators, welche in den Figuren horizontal angenommen ist, senkrechte) Balken des nunmehr auftretenden hellen Kreuzes purpurroth und durchsetzt ununterbrochen den Mittelpunkt der Figur: durch ihn wird der horizontale Balken in zwei getrennte Sectoren zerschnitten, welche lebhaft orangeroth gefärbt sind (Fig. 2).

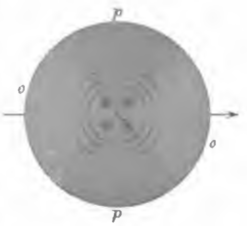
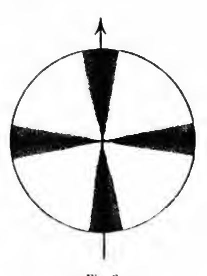


Fig. 2.

2. Beobachtet man im rothen Lichte, indem man das vom Polarisator kommende Strahlenbündel, bevor es die Krystallplatte trifft, durch ein rothes Glas gehen lässt, oder indem man die Erscheinung durch ein rothes Glas betrachtet, so zeigt sich nichts Ungewöhnliches. Die Erscheinungen bleiben, wie man auch das Polariskop drehen mag, die nämlichen, welche jeder einachsig-doppelbrechende Krystall unter den gleichen Umständen darbieten würde. Dasselbe gilt, wenn man bei weisser Beleuchtung eine dickere Platte von Magnesiumplatincyanür betrachtet, welche vermöge ihrer eigenen Absorption nur rothes Licht durchlässt. Auch im gelben Lichte der Natriumflamme zeigt die dünne Platte nur das gewöhnliche Ringsystem und dessen wohlbekannte Wandelungen. Die Untersuchung im kreisförmig polarisirten Lichte lehrt, dass das Magnesiumplatincyanür für rothe und gelbe Strahlen einachsig positiv ist.

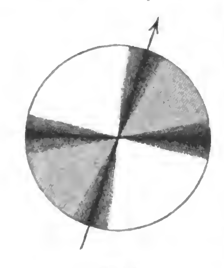
3. Besonders bemerkenswerth sind dagegen die Erscheinungen, welche die Krystallplatte im blauen Lichte zeigt.

Schaltet man nämlich ein dunkelblaues Glas ein, oder lässt man das einfallende Licht durch eine Lösung von schwefelsaurem Kupferoxydammoniak gehen, so sieht man bei gekreuzten Schwingungsebenen ein rechtwinkliges schwarzes Kreuz ohne Interferenzringe (Fig. 3).


Fig. 3.

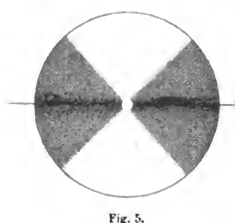
Dreht man nun das Polariskop, so bleibt der mit der Schwingungsrichtung des Polarisators parallele (in der Figur wagerechte) Balken des Kreuzes unverändert stehen,

während der andere Balken sich mit dem Polariskop dreht, indem er der Schwingungsebene desselben stets parallel bleibt. Man erhält also ein schiefwinkliges Kreuz (Fig. 4), dessen Arme wie vorher vollkommen dunkel sind. Zugleich erscheinen die spitzwinkligen Quadranten dunkler als die stumpfwinkligen.


Fig. 4.

Stellt man endlich die Schwingungsebene des Polariskops parallel zu derjenigen des Polarisators, so bleiben nur noch die mit dieser gemeinsamen Richtung parallelen Kreuzarme übrig als zwei dunkle Sectoren, welche durch einen schmalen, gegen die Sectoren scharfbegrenzten hellen Zwischenraum von einander getrennt sind (Fig. 5).

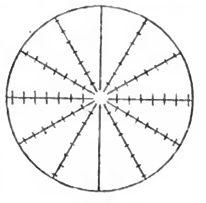
4. Aus diesen Erscheinungen geht hervor, dass die zur optischen Achse senkrecht geschnittene Platte von Magnesiumplatincyanür blaue Strahlen, deren Schwingungen im Hauptschnitte erfolgen, nicht durchlässt, sobald ihr Einfallswinkel, d. i. der Winkel, den sie ausserhalb des Krystalls mit der Richtung der optischen Achse bilden, einen gewissen kleinen Werth überschreitet. Dieser Grenzwinkel ist gleich der halben Winkelbreite des hellen Zwischenraumes, der in dem letztbeschriebenen Versuch die beiden dunkeln Sectoren trennt. Mittels eines zu dem Polarisationsapparat gehörigen kleinen Achsenwinkelinstruments fand ich diese Winkelbreite $= 4^{\circ}$, den Grenzwinkel also $= 2^{\circ}$. In der Einfallsebene oder, was hier dasselbe ist, im Hauptschnitt des Krystalls schwingende blaue Strahlen werden, wenn ihr Einfallswinkel jenen Grenzwinkel übertrifft, in der oberflächlichen Molekülschicht total reflectirt und constituiren die blaue Oberflächenfarbe der Basis, deren Schwingungen stets in der Einfallsebene, d. i. im Hauptschnitt des Krystalls liegen.


Fig. 5.

Dagegen werden diejenigen Schwingungen des blauen Lichts, welche senkrecht zum Hauptschnitt erfolgen, von der Platte durchgelassen.

Bringt man daher die Platte in den Polarisationsapparat, so werden die Schwingungen des Lichtkegels, nachdem er durch die

Platte gegangen ist, für blaues Licht nach dem in Fig. 6 dargestellten Schema vor sich gehen. In dieser Figur sind durch die Strichelchen die Amplituden der Schwingungen ihrer Richtung und Grösse nach in leicht verständlicher Weise angedeutet. Längs dem zur Schwingungsebene des Polarisators parallelen (in der Figur horizontalen) Hauptschnitt sind gar keine Schwingungen vorhanden, ausgenommen in der Mitte, so weit der diesen Hauptschnitt darstellende Durchmesser eine Unterbrechung zeigt. Ueberhaupt finden innerhalb des kleinen, um den Mittelpunkt der Figur weissgelassenen Kreises die Schwingungen in derselben Weise statt wie bei einem gewöhnlichen einachsigen Krystall, d. h. es sind hier sowohl die zum Hauptschnitt parallelen als die ihm senkrechten Schwingungen vorhanden, während von den übrigen Theilen der Platte nur die letzteren durchgelassen werden.


Fig. 6.

Dass bei dieser Anordnung (Fig. 6) der durchgelassenen Schwingungen des blauen Lichts für die verschiedenen Stellungen des Polariskops die oben (3) beschriebenen Erscheinungen eintreten müssen, ergibt sich hiernach von selbst und bedarf keiner weiteren Erörterung.

5. Die im weissen Lichte wahrgenommenen Erscheinungen (Fig. 1 und 2) erklären sich nun ebenfalls von selbst. Man sieht ein, dass in den beiden Quadranten der Fig. 1, welche von der Schwingungsrichtung des Polariskops durchsetzt werden, indem hier das Blau verdunkelt wird, eine mehr orangerothe Färbung hervortreten muss. Den beiden dunkeln Sectoren der Fig. 5 entsprechen die orangerothen Sectoren der Fig. 2, in welchen das blaue Licht ausgelöscht ist.

6. Lässt man einen Strahlenkegel unpolarisirten Lichts durch die Platte gehen, indem man den Polarisationsspiegel des Nörremberg'schen Apparats durch einen gewöhnlichen Spiegel ersetzt, so gewahrt man im blauen Licht, bei jeder Stellung des Polariskops und stets parallel zu dessen Schwingungsebene, zwei dunkle Büschel (Sectoren) wie in Fig. 5, bei weisser Beleuchtung dagegen die entsprechenden orangefarbenen Büschel auf purpurfarbigem Grunde, selbstverständlich ohne Interferenzringe. Die Erklärung ergibt sich nach dem Obigen von selbst.

7. Untersucht man das von unserer dünnen Platte durchgelassene Licht mittels der dichroskopischen Lupe, so erscheinen die beiden Bilder in derselben rothen Nuance, wenn die Platte zur Achse der Lupe senkrecht steht. Dreht man aber die Platte ein wenig um eine zum Hauptschnitt des Kalkspats senkrechte Achse, so dass die Strahlen schief in einer zum Hauptschnitt der Lupe parallelen Einfallsebene auf die Platte treffen, so erscheint das gewöhnliche Bild purpurn, das aussergewöhnliche orangeroth gefärbt; dreht man dagegen die Platte um eine zur Verbindungslinie der beiden Bilder parallele Achse, so dass die Einfallsebene senkrecht zum Hauptschnitt der Lupe zu stehen kommt, so nimmt das gewöhnliche Bild eine orangerothe, das aussergewöhnliche eine purpurne Färbung an. In beiden Fällen wird nämlich das in der Einfallsebene schwingende blaue Licht beseitigt und dadurch diese eigenthümliche Art von Dichroismus hervorgebracht.

8. Ein paralleles Bündel blauen Lichts wird von der Platte, wenn es unter einem Einfallswinkel von mehr als 2° auf dieselbe trifft, in der Einfallsebene vollständig polarisirt durchgelassen. Für blaues Licht kann daher die Platte als Polarisator dienen.

9. Die beschriebenen Erscheinungen habe ich zuerst auf theoretischem Wege aufgefunden, als Consequenzen der Theorie des Lichts, deren Umrisse ich in mehreren Abhandlungen[1]) mitgetheilt habe. Die Fläche zweiten Grades, welche ich „Absorptionsfläche" [2]) genannt habe und welche für die bisher allein bekannte normale Doppelbrechung ein Ellipsoid ist, wird nämlich für Srahlen, deren Schwingungszahl grösser ist als diejenige des Absorptionsstreifens, ein Hyperboloid. Aus dieser Gestalt der Absorptionsfläche folgt, im Zusammenhange mit der anomalen Dispersion und den Oberflächenfarben[3]), die anomale Doppelbrechung, deren Effecte in den oben beschriebenen Erscheinungen zu Tage treten. Von Krystallen, welche dieselbe zu zeigen geeignet wären, bot sich mir bis jetzt nur das Magnesiumplatincyanür, welches, als sehr dünne Platte angewendet, die aus der Theorie gezogenen Folgerungen vollkommen bestätigt.

---

1) Lommel: Repertorium Bd. 15 S. 15. 158; Wied. Ann. 1878 Bd. 3 S. 251 u. 339, Bd. 4 S 55.

2) Lommel: Repertorium Bd. 15 S. 164; Wied. Ann. 1878 Bd. 4 S. 61.

3) Lommel: Repertorium Bd. 15 S. 166; Wied. Ann. 1878 Bd. 4 S. 63.

Kleinere Mittheilungen.

Ueber eine neue elektrische Eigenschaft des Selens und über die Existenz von triboëlektrischen Strömen im wahren Sinne des Wortes.

Von

R. Blondlot.

Ich habe eine neue elektrische Eigenschaft des Selens beobachtet, welche durch folgenden Versuch ersichtlich gemacht wird. Am einen Pole eines Capillarelektrometers ist mittels eines Platindrahtes ein Stück ausgeglühten Selens, am anderen Pole eine Platinplatte befestigt. Bringt man das Selen, indem man es mit einer isolirenden Zange hält, mit dem Platin zum Contact, so bleibt das Elektrometer auf Null stehen, wie man dies bei der Symmetrie des Schliessungsbogens im voraus erwartet hätte. Sobald man aber das Selen an der Metallfläche zu reiben anfängt, zeigt das Elektrometer sogleich eine beträchtliche Ablenkung; man erhält leicht eine ebenso grosse Ablenkung, wie sie ein Kupfervitriolelement erzeugt hätte.

Ich habe constatirt, dass weder die Reibung zweier Metalle an einander, noch die eines isolirenden Körpers an einem Metalle, noch auch, was wohl zu beachten ist, die Reibung zweier isolirender Körper eine Ladung des Capillarelektrometers erzeugen kann.

Der durch die Reibung des Selens erzeugte Strom geht durch das Elektrometer vom nicht geriebenen Ende des Selens zum geriebenen Ende. Man kann sich leicht überzeugen, dass der durch Erwärmung der Berührungsstelle zwischen Selen und Platin erhaltene thermoëlektrische Strom vom warmen Ende des Selens durch den äusseren Schliessungsbogen zu dem kalten Ende des Selens hindurchgeht, so dass also die von mir beobachtete elektrische Strömung nicht der beim Reiben erzeugten Wärme zugeschrieben werden kann.

Dieser letztere Umstand ist vom theoretischen Gesichtspunkte aus von Wichtigkeit.

Die Ströme, welche Becquerel erhalten hat, indem er zwei mit den Polen eines Galvanometers verbundene Metallplatten an einander rieb, besitzen immer, wie dies Becquerel selbst nachgewiesen hat, dieselbe Richtung, wie man sie durch Erwärmen der Reibungsfläche erhalten hätte[1]). Gaugain[2]) glaubte nachweisen zu können, dass diese Ströme auf die durch das Reiben erzeugte Wärme zurückzuführen seien und zwar unabhängig von jeder directen Einwirkung der Reibung selbst. Die gleiche Ansicht theilt G. Wiedemann[3]). Der von mir angestellte Versuch zeigt jedoch, dass beim Selen die directe Einwirkung der Reibung in der That statthat; ja es ist sehr wahrscheinlich, dass auch für zwei Metalle das Gleiche stattfindet, wie dies Becquerel vermuthet hatte.

Das Lippmann'sche Elektrometer spielt bei dem beschriebenen Versuche die Rolle eines Galvanometers von einer sehr grossen Empfindlichkeit, die unabhängig vom Widerstande des Schliessungsbogens ist. Da nur wenig Elektricität erzeugt wird, hat zwischen der elektromotorischen Kraft des Elektrometers und derjenigen der Elektricitätsquelle Gleichgewicht nicht statt; die kleine Quantität Elektricität mit hoher Spannung, die durch das Reiben erzeugt wurde, theilt sich dem Meniskus mit und erhöht bei der grossen Capacität desselben die elektrische Differenz nur sehr wenig.

Diese letztere Thatsache erklärt eine bemerkenswerthe Erscheinung, die ich beobachtet habe. Wenn man, nachdem durch die Reibung eine Ablenkung im Elektrometer erhalten wurde, zu reiben aufhört, so dauert die Ablenkung fort. Es kommt dies daher, dass das Selen, welches die vom Reiben herrührende Elektricität mit hoher Spannung durchgelassen hatte, einen Widerstand bietet, welchen die schwache Polarisation des Quecksilbers im Elektrometer nicht zu überwinden im Stande ist.

Der Stoss und selbst der Druck erzeugen die gleiche Wirkung wie die Reibung, wenn auch nicht in so auffälliger Weise.

Journal de Physique T. 9 No. 108.

---

1) Becquerel: Ann. d. Chim. et d. Phys. 1828 2. Serie T. 38 p. 113.
2) Gaugain: Ann. d. Chim. et. d. Phys. 1865 4. Serie T. 5 p. 31.
3) Galvanismus und Elektromagnetismus Bd. 1 § 168.

Apparat zur Bestimmung des specifischen Gewichtes von Gasen.

Von

M. Th. Edelmann,

Mechaniker in München.

Zu den beiden Methoden der spec. Gewichts-Bestimmung von Gasen — durch Wägung oder durch Ausströmenlassen bestimmter Volumina derselben (Bunsen, Gasometr. Methoden S. 122) — gesellt sich noch ein drittes sehr bequemes Verfahren, welches sich darauf gründet, dass man Gassäulen von gleicher Höhe auf eine dünne vollkommen elastische Membrane drücken lässt und die Grösse der Durchbiegungen, welche aus solchen Belastungen der Membrane resultiren, als Maassstab der Gewichte der Gassäulen nimmt.

Fig. 1 auf folgender Seite zeigt eine perspectivische Ansicht (ca. ein Fünftel der natürlichen Grösse), in Fig. 2 ist ein Durchschnitt durch dessen wichtigste Theile dargestellt, wobei in beiden Figuren gleiche Buchstaben die gleichen Dinge bezeichnen.

Aus diesen Abbildungen ist vor allem zu entnehmen, dass am Apparate eine grosse runde, jedoch niedrige Metalltrommel M angebracht ist, deren obere Decke wie bei den Dosen-Aneroïdbarometern aus einer dünnen, mit concentrischen Wellen versehenen, vollkommen elastischen Metallmembrane gebildet ist.

Diese manometrische Büchse M hängt, am Rande erfasst, unterhalb eines schweren gusseisernen Dreifusses A, und zwei Rohransätze e und f gestatten die Communication mit dem Inneren. e ist meist geschlossen; der an f angesetzte Schlauch dient jedoch zur Zuleitung des zu messenden Druckes auf die Unterseite der Membrane (auf deren Oberseite jederzeit der Luftdruck lastet). Bei der äusserst geringen Dicke dieser Membrane ($0{,}1^{mm}$) und bei dem grossen Durchmesser der Dose (30^{cm}) ist es erklärlich, dass schon sehr kleine Druckdifferenzen, welche zwischen dem Aeusseren und dem Inneren der Dose auftreten, sich bereits als merkliche Durchbiegungen der Membran bemerklich machen.

Diese Bewegungen werden aber noch durch einen Fühlhebel F ausserordentlich vergrössert, welcher mit einer Stahlspitze c unter Vermittlung der Säule S auf der Membrane aufsitzt und hierdurch an allen Bewegungen des Mittelpunktes derselben theilnehmen muss,

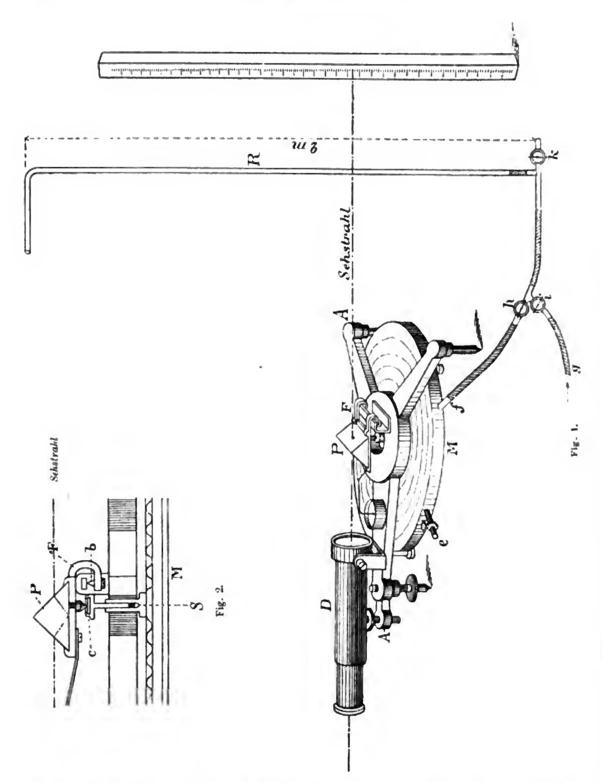


Fig. 1.

Fig. 2.

während zwei andere hinter einander liegende Stahlspitzen *b*, welche gegen feste Theile des Apparates anliegen, die Stellung der Achse, um welche sich der Fühlhebel dreht, bestimmen. Die Flächen, auf welchen die drei glasharten Stahlspitzen ruhen, sind mit Steineinlagen wie bei feinen Waagen versehen. Ein wesentlicher Bestandtheil dieses

Fühlhebels ist ein totalreflectirendes Glasprisma *P*, welches alle Drehungen desselben mitmacht. Vermittels eines am Fusse des Apparates angebrachten Fernrohrs *D* (mit Fadenkreuz) sieht man nach einer etwa 2^m entfernten, in Millimeter getheilten Scala. Der Sehstrahl dringt jedoch auf seinem Wege durch das totalreflectirende Prisma, an dessen Hypotenusenfläche sich das Bild der Scala spiegelt. Dreht sich nun der Fühlhebel sammt dem Prisma um irgend einen Winkelbetrag, so dreht sich der Sehstrahl wegen der Spiegelung um das Doppelte und führt deshalb andere Scalentheile unter das Fadenkreuz des Fernrohrs.

Man wird jetzt die ausserordentliche Feinfühligkeit des Apparates verstehen, wenn man bedenkt, dass man mit vollkommener Sicherheit Zehntelmillimeter an der Scala ablesen kann. In der That bedeutet ein Ausschlag von $0{,}1^{mm}$ eine Druckdifferenz von weniger als einer millionstel Atmosphäre; oder die Scala müsste unter vorliegenden Verhältnissen 75^m lang sein, um die Druckdifferenz von einer Atmosphäre ablesen zu lassen.

Wir schreiten nun zur Angabe, wie man mit diesem Apparate specifische Gewichte von Gasen bestimmt. Man verbindet eine 2 bis 4^{mm} weite, etwa 2^m hohe, verticale Glasröhre *R*, welche oben etwa auf die Länge von 10^{cm} horizontal umgebogen ist, unter Vermittlung einiger Kautschukschläuche und Hähne von kleinem Lumen mit dem Pneumatometer bei *f* und mit dem Gasentwicklungs-Apparate oder Behälter bei *g*, wobei nur zu beachten ist, dass *f*, *g*, *h*, *i* und *k* ungefähr in dieselbe Horizontalebene verlegt werden sollen.

I. Zuerst schliesst man die Hähne *k* und *h* und lässt durch *i* das zu untersuchende Gas in die Steigröhre *R* eintreten und dieselbe füllen.

II. Hierauf schliesst man *i* und öffnet *h*; der Gewichtsunterschied zwischen der 2^m hohen Gassäule und einer ebenso hohen Luftsäule wird jetzt seine Wirkung auf die Membrane äussern.

Nimmt nun der Ausschlag der Scala nicht mehr zu, so werden die Operationen I und II in der angegebenen Weise einige Male wiederholt, bis der unverändert bleibende Stand der Scala beweist, dass nunmehr vollkommen reines Gas sich in der Steigröhre befindet. Jetzt liest man den Scalenstand im Fernrohre ab, öffnet dann den Hahn *k*, worauf die Scala in ihre Anfangslage für eine unbelastete Membrane zurücksinkt. Auch dieser Stand wird abgelesen und die

Differenzen je zweier solcher Ablesungen stellen Bestimmungszahlen für die specifischen Gewichte der Gase vor. Zur Aichung des Instrumentes bedient man sich der Messung des Ausschlages für ein Gas von bekanntem specifischen Gewichte, wozu sich besonders Wasserstoff und Kohlensäure eignen, weil sich dieselben so ungemein leicht rein darstellen lassen.

Ich gebe hier als Beispiel die Bestimmung des spec. Gewichtes ς von Leuchtgas.

Es wurde abgelesen

Wasserstoff:	Ausschlag:	400,1
	Ruhelage:	200,2
	Differenz: $a =$	199,2
Leuchtgas:	Ausschlag:	309,1
	Ruhelage:	202,8
	Differenz: $c =$	106,3

Wenn $\varsigma_1 = 0{,}06927$ das spec. Gewicht des Wasserstoffes ist, dann berechnet sich vermittels der Formel

$$\varsigma = 1 + \frac{(\varsigma_1 - 1) \cdot c}{a}$$

das spec. Gewicht des untersuchten Leuchtgases als

$$\varsigma = 0{,}5051.$$

Eine ausführliche Beschreibung des Pneumatometers, die Bestimmung der hierher bezüglichen Constanten, die Anwendung dieses Apparates zur Volumbestimmung u. s. w. ist in meinem Buche „Neuere Apparate etc. Stuttgart, Schweizerbart's Verlag“ zu finden.

Bezüglich der Vorzüglichkeit der angegebenen Bestimmungsmethode sei hier nur erwähnt, dass diese Arbeit bedeutend schneller, leichter und sicherer geschieht als nach den älteren Methoden. Zur Controle der Reinheit eines Gases oder der Constanz einer Gasmischung erscheint das Pneumatometer als ausserordentlich bequem, da jede Messung in einer Minute vorüber und der Apparat, wenn endgültig aufgestellt, jederzeit zum Gebrauche fertig ist. Durch Verlängerung der Steigröhre und durch grösseren Abstand der Scala kann dem Apparate jeder beliebige Grad von Empfindlichkeit gegeben werden.

Ueber die optische Structur des Eises.

Friedr. Klocke, Ueber die optische Structur des Eises. Neues Jahrbuch f. Mineralogie etc. 1879 S. 272—285. Nachtrag: ebd. 1880. I. S 159—160 der Orig.-Abh.
Derselbe, Ueber die optische Structur des Gletschereises. Ebd. 1881. I. S. 23—30.

Die optische Achse des auf ruhendem Wasser sich bildenden Eises steht bekanntlich vertical; Bertin zeigte, dass diese Richtung stets vertical zu der Fläche sei, von der die Erkaltung ausgeht. Das mittels einer Kältemischung in Gefässen zum Gefrieren gebrachte Wasser folgte in den Bertin'schen Versuchen dieser Regel nicht. Klocke fand dagegen, dass die gesetzmässige Stellung der optischen Achse auch in diesem Falle eintritt, wenn nur die Gefässe vor Erschütterung bewahrt werden und die Erkaltung keine allzurasche ist. Die optische Achse und die ihr parallel verlaufenden Reihen kleiner Lufteinschlüsse stellten sich bei den Versuchen des Verfassers stets senkrecht zu den Wänden der in einer Kältemischung befindlichen Gefässe.

Bezüglich des offen im Freien frierenden Wassers bemerkte Bertin, dass die anfänglich dünne, oberflächliche Eisschicht eine verworrene Krystallisation besitze und erst nachdem sie einige Millimeter dick geworden, ein normales Achsenbild im polarisirten Licht liefere. Verfasser zeigt aber, dass schon den feinsten anfänglichen Eiskrystalliten und dünnsten Blättchen eine einheitliche krystallinische Structur und die gesetzmässige Stellung der optischen Achse zukommt, wenn dies bei der späteren, dicker gewordenen Tafel der Fall ist, dass dagegen die Eisplatte Aggregatpolarisation behält, wenn die Krystallisation der erstgebildeten Schicht eine gestörte und verworrene war.

Aus den Studien des Verfassers über den Verlauf der Eisbildung ist hervorzuheben, dass die bei Beginn des Gefrierens am Rande des Gefässes auftretenden feinen Eisnadeln nach der optischen Achse ausgedehnt sind, letztere also hier in der gefrierenden Fläche liegt. Das an diese Nadeln später seitlich sich ansetzende Eis ist in krystallographischem Sinne nicht als eine Fortwachsung[1]) zu betrachten, sondern als eine selbständige Bildung, indem bei derselben nunmehr die optische Achse senkrecht zur Wasserfläche steht. Während die pri-

1) Eine „Fortwachsung“ findet dann statt, wenn die gleichwerthigen Richtungen in dem älteren und jüngeren Theil parallel gestellt sind.

mären nach der Hauptachse ausgedehnten horizontalen Nadeln sich niemals verzweigen, findet eine solche Verzweigung statt, sobald an dieselben sich Ränder mit verticaler Hauptachse angesetzt haben. Die Verzweigung findet in der Ebene der Wasserfläche statt. Dem hexagonalen Krystallsystem des Eises und der verticalen Stellung der Hauptachse entsprechend schneiden sich die entsprechenden Nadeln, Stäbchen und Blättchen unter 60° bzw. 120°. Diese Gebilde sind die normalen Fortwachsungen jener oben erwähnten Ränder der (abweichend orientirten) primären Nadeln und folglich nach den Nebenachsen ausgedehnt. Zwischen gekreuzten Nicols hellen sie sich daher nicht auf und zeigen in convergentem Licht das Achsenbild.

Aus der regelmässigen Weiterbildung des Netzwerkes entsteht schliesslich die zusammenhängende Eistafel mit dementsprechend überall verticaler Stellung der optischen Achse. Bei raschem Frieren entsteht oft auch die gleichmässige, optisch orientirte Eisdecke ohne vorhergehende Stäbchenbildung. Hier und da liegen feine, beiderseits zugespitzte, nach der optischen Achse ausgedehnte Nadeln wie fremde Einschlüsse in der regelmässigen Eistafel, ebenso einige regellos gestaltete Körner von wechselnder, zufälliger optischer Orientirung.

Bei raschem Gefrieren unter Erschütterung der Gefässe, oder wenn es in dieselben während der Eisbildung schneite, kam die Orientirung der optischen Achse senkrecht zu der Wasserfläche nicht zu Stande.

Manche der untersuchten Eisplatten zeigten Störungen ihrer Molecularstructur, welche sich in convergentem Licht dadurch zu erkennen geben, dass das normale einachsige Interferenzbild in ein zweiachsiges von kleinem Achsenwinkel umgewandelt ist, was auf innere Spannungen hindeutet. In parallelem polarisirten Licht werden solche (senkrecht zur optischen Achse ausgedehnte) Platten zwischen gekreuzten Nicols nicht vollkommen dunkel, sondern zeigen verschwommene hellblaugraue Partien.

Schneesterne und Reifgebilde waren stets in der Ebene der Nebenachsen ausgedehnt; der Längsrichtung der Eisblumen entsprach die optische Achse. Die Nadeln des aus feuchtem Boden herauswachsenden, Schollen und Steine emporhebenden faserigen Eises waren nur zum Theil parallel der optischen Achse gebildet, in der Mehrzahl erwiesen sie sich als ein Aggregat annähernd paral-

leler, sich spitz in einander auskeilender Nädelchen mit ganz verschiedenen Richtungen der optischen Achse.

Im Gegenstatz zu dem Seeeis ist das Gletschereis ein unregelmässiges körniges Aggregat von Eiskrystallen. Klocke fand, in Uebereinstimmung mit früheren Beobachtungen Anderer, dass jedes Gletscherkorn ein einheitliches krystallinisches, optisch einachsiges Individuum darstellt.

Bertin und später Grad und Dupré hatten angegeben, dass am unteren Ende grosser Gletscher die optischen Achsen aller Gletscherkörner parallel, und zwar vertical gestellt seien.

J. Müller widersprach dieser Angabe, und ebenso fand der Verfasser bei sehr zahlreichen an Ort und Stelle ausgeführten Untersuchungen des Eises der beiden Grindelwaldgletscher sowie des Rhone- und Morteratschgletschers nirgends eine auch nur annähernde Parallelstellung der optischen Achsen der Eiskörner. Die aus denselben senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Platten zeigten zwar das normale Interferenzbild im convergenten polarisirten Licht merklich ungestört, liessen aber in parallelem Licht und bei Einschaltung empfindlicher Gypsblättchen dieselben Anomalien der Molecularstructur bemerken, welche weiter oben für das Seeeis angegeben wurden.

Ein concentrirtes Bündel Sonnenstrahlen durch ein Gletscherkorn geleitet rief durch ungleichmässige innere Schmelzung die durch Tyndall bekannt gewordenen Wasserscheibchen hervor. Unabhängig von der Richtung der einfallenden Strahlen waren die Scheibchen stets unter sich parallel und vertical zur optischen Achse des Eiskornes ausgedehnt.

Bertin und J. Müller nahmen an, dass das in den Capillarspalten des Gletschereises frierende Wasser nach Art des Seeeises mit verticaler Hauptachse sich bilde. Klocke konnte zwischen den sich präcis gegen einander abgrenzenden Eiskörnern keine derartigen Zonen finden und kommt daher, wie auch schon C. Grad, zu dem Schluss, dass das in den Capillarspalten frierende Wasser unter dem orientirenden Einfluss der anliegenden Eisindividuen diese unter paralleler Fortbildung ihrer Molecularstructur vergrössert, d. h. dass jedes Eiskorn wächst, wie ein Krystall in seiner Lösung.

Die Capillarspalten des Gletschereises sind weder von plattgedrückten Luftblasen herzuleiten, noch als die durch den im Gletscher

herrschenden Druck erzeugten Bruchflächen des Eises anzusehen, sondern sind einfach die Grenzen der Eisindividuen, wie bereits Hugi behauptete. Die eigenthümlich gereifte Oberfläche der Gletscherkörner ist von den typisch muschligen Bruchflächen derselben für ein geübtes Auge leicht zu unterscheiden.

Mit der Constatirung der Nichtexistenz einer Parallelstellung der optischen Achsen der Gletscherkörner werden die hieran sich knüpfenden Speculationen über die Beziehungen zwischen dem Druck und der Orientirung der Eiskörner hinfällig.

Verbesserungen am Hofmann'schen Polarimeter.

Auf Seite 63 des ersten Heftes dieses Bandes haben wir bereits eine kurze Beschreibung des Hofmann'schen Polarimeters gegeben. Herr Dr. Hofmann theilt uns dazu brieflich Folgendes mit:

Bei mehrfacher Prüfung habe ich gefunden, dass der an der Theilung angebrachte Reflector nicht den Anforderungen entspricht, indem die Analysen doch gewöhnlich in einem dunklen Raume gemacht und der dabei angewandte Gasbrenner keine leuchtende, sondern nur eine hitzende Flamme zu erzeugen hat; daher beim Ablesen der Theilung eine zweite, aber leuchtende Flamme nöthig wird. Ich habe deshalb in letzterer Zeit den auf der Zeichnung angeführten Beleuchtungsspiegel durch eine ziemlich grosse Lupe ersetzt.

Auch ist es mir gelungen, den ganzen Theilkreis schwarz zu beizen und die Theilung und Zahlen weiss einzulassen, wodurch die stets so störende Spiegelung bei auf Silber angebrachten Theilungen nicht nur gänzlich beseitigt, sondern das Ablesen bei selbst höchst geringer Beleuchtung schon möglich wird.

Berichtigung.

Bd. 15 S. 328 Zeile 8 soll heissen:

„der Parallelstellung ‚der Flächen‘ des Prismas mit der vorher vertical gestellten Drehungsachse“, was auch schon S. 327 Z. 8 v. u. gesagt ist.

Zum elektrischen Verhalten der Flamme.

Von

W. Holtz,

Assistent am phys. Institut zu Greifswald.

(Mit Tafel VI.)

Die frühere Literatur.

Wenn meine bescheidenen im Folgenden verzeichneten Versuche auch nur auf eine sehr specielle Seite des elektrischen Verhaltens der Flamme gerichtet sind, so stehen doch alle dies Verhalten betreffenden Erscheinungen derartig in Zusammenhang, dass man die einen nicht gut ohne die andern betrachten kann. Es sei mir daher gestattet, der Mittheilung meiner eigenen eine Zusammenstellung aller früheren hierhergehörigen Versuche vorauszuschicken, wobei ich mich freilich im Hinblick auf die grosse Zahl der vorliegenden Arbeiten auf die Wiedergabe des Wesentlichsten beschränken muss.

Im Jahre 1735 bemerkte Du Fay, dass man eine Flamme nicht wie einen andern Gegenstand bleibend elektrisch machen könne[1]).

Im Jahre 1745 sprach Du Tour nach Versuchen mit Flammen die Meinung aus, dass solche die Elektricität zerstörten[2]).

Im Jahre 1746 zeigte Watson, dass die Flamme für die Ladung eines Conductors schon auf grössere Entfernung als ein Leiter zu betrachten sei[3]).

Im Jahre 1767 brachte Priestley eine Flamme zwischen zwei Spitzen, welche mit dem positiven und negativen Conductor einer Elektrisirmaschine in Verbindung standen. Er sah die Flamme von beiden Spitzen fortgeblasen, aber in grösserer Nähe auch ein wenig angezogen, und letzteres scheinbar mehr in der Nähe der negativen Spitze[4]).

1) Dondorf, Elektricitätslehre S. 937.

2) Ebd. S. 937.

3) Phil. Trans. Vol. 10 p. 296; Priestley, Geschichte d. Elektr. S. 52.

4) Priestley, Geschichte d. Elektr. S. 390.

Er fand auch, dass eine Flamme den Knöpfen von Leydener Flaschen genähert in zitternde Bewegung gerieth, und dass sie die Flaschen bei grösserer Annäherung vollständig entlud[1]).

Im Jahre 1782 zeigte Volta, dass sich bei einer Verbrennung auch Elektricität entwickeln könne, indem er den von ihm erfundenen Condensator durch ein isolirtes Becken lud, in welchem sich glühende Kohlen befanden[2]).

Im Jahre 1801 schaltete Ritter eine Flamme zwischen die Drahtenden einer Volta'schen Säule und gewahrte, obwohl jene den Strom sonst gar nicht zu leiten schien, doch fein verzweigte Russablagerungen auf den glühenden Drahtenden, zumal auf jenem des negativen Pols[3]).

Im folgenden Jahre zeigte Erman, dass eine Flamme zwar von jedem Pole einer Säule die freie Elektricität fortnehme, dass sie jedoch isolirt zwischen beide Pole geschaltet vorwiegend nur die positive Elektricität zerstreue[4]).

Im Jahre 1806 schrieb derselbe Autor seine berühmte Arbeit über das fünffach verschiedene galvanische Leitungsvermögen, in welcher er unvollkommene Leiter in bipolare und unipolare und letztere in positiv oder negativ unipolare schied[5]). Er stützte sich hierbei auf die Wahrnehmung, dass gewisse Körper, zwischen die Pole einer Säule gebracht und daneben abgeleitet, nur den einen Pol seiner freien Elektricität beraubten. Alle Flammen z.B., mit Ausnahme der Schwefel- und Phosphorflamme, leiteten nur die positive ab; diese wären also unipolar positiv. Unipolar negativ dagegen wäre die Phosphorflamme nebst einigen andern festen Substanzen.

Im selbigen Jahre bemerkte Cuthbertson, dass eine Flamme zwischen zwei kleine Kugeln gestellt, die er mit den beiden Conductoren seiner Maschine verband, sich mehr zur negativen neige und diese ausschliesslich erwärme[6]).

Im Jahre 1814 untersuchte Brande auf analoge Weise eine grössere Zahl von Flammen und Dämpfen, indem er sie zwischen

1) Priestley, Geschichte d. Elektr. S. 403 u. 404.
2) Phil. Trans. 1782; Riess, Elektricitätslehre Bd. 2 S. 957.
3) Gilb. Ann. Bd. 9 S. 335.
4) Ebd. Bd. 11 S. 149.
5) Ebd. Bd. 22 S. 14.
6) Nichols. Journ. Vol. 3 p. 188; Gilb. Ann. Bd. 24 S. 113.

zwei entgegengesetzt elektrische kleine Kugeln brachte[1]). Die meisten Flammen und Dämpfe neigten sich zur negativen Kugel hin, nicht jedoch die Phosphorflamme und einige Säuren, welche zur positiven Kugel strebten. Brande erklärte diese Erscheinungen nach der elektrochemischen Theorie, nach welcher jeder Körper von Natur entweder positiv oder negativ elektrisch sei, und meinte, dass sich hiernach gleichzeitig am besten die Erman'schen Versuche erklärten, sofern eine Flamme z. B., wenn von Natur positiv, die negative Elektricität zerstöre und deshalb nur die positive leiten könne.

Zehn Jahre später fand Becquerel, dass brennender Alkohol oder brennendes Papier seinen Condensator positiv lud, während sich die Flamme selbst negativ elektrisch zeigte[2]). In Flammen jedoch fand er auch häufig positive Elektricität vor, wenn er metallische Drähte und nicht angefeuchtete Halbleiter in dieselben tauchte. Er glaubte die Ursache der Erregung nicht gerade in der Reibung, aber doch in der Berührung heterogener Stoffe zu finden.

Drei Jahre später zeigte Pouillet, dass eine Flamme zweifach elektrisch sei, negativ die innere wasserstoffreiche, positiv die äussere sauerstoffreiche Hülle, und dies am sichersten, wenn sie aus einer gläsernen Röhre brenne, während sich bei metallischer Ableitung eher ein Ueberschuss von positiver Elektricität ergebe[3]). Pouillet fand dies, indem er enge und weite Platinspiralen, jene mehr in das Innere, diese mehr in das Aeussere der Flamme senkte. Anders verhielt sich ein nur an seiner oberen Fläche brennender Kohlencylinder, über welchem die Verbrennungsproducte stets nur positiv elektrisch gefunden wurden. Den Grund der Erregung erblickte Pouillet in der chemischen Action, bei welcher Sauerstoff positive und der verbrennbare Stoff negative Elektricität errege.

Hiergegen wandte Becquerel ein, dass für derartige Untersuchungen die Anwendung metallischer Leiter sehr wenig zuverlässig sei, da sie im glühenden Zustande in Uebereinstimmung mit Erman's Versuchen vorzugsweise nur der einen Elektricität den Eintritt erlaubten[4]). Setze man z. B. eine aphlogistische Lampe, deren Draht voll glühe, auf ein Elektroskop den Polen einer Zambonischen Säule

1) Phil. Trans. 1814 p. 1; Gilb. Ann. Bd. 52 S. 372.
2) Ann. d. Chim. et d. Phys. T. 26 p. 176; Pogg. Ann. Bd. 2 S. 202.
3) Ann. d. Chim. et d. Phys. T. 35 p. 401; Pogg. Ann. Bd. 11 S. 417.
4) Ann. d. Chim et d. Phys. T. 36 p. 328; Pogg. Ann. Bd. 11 S. 437.

gegenüber, so werde ersteres nur divergiren, wenn der genäherte Pol der positive sei.

Im Jahre 1832 constatirte Faraday, dass eine Flamme dem Strom einer Volta'schen Batterie unter gewissen Verhältnissen freien Durchgang gestatte, sobald die Zuleitungsdrähte nur erst glühten und einander genügend genähert wären[1]).

Fünf Jahre später untersuchte Andrews von neuem die Leitungsfähigkeit der Flamme genauer für stärkere und schwächere Ströme, wobei er sich in Ermangelung eines besseren Instrumentes als Stromanzeigers der Zersetzung des Jodkaliums bediente[2]). Er fand, dass auch bei grösserer Entfernung der Zuleitungsdrähte selbst bei Anwendung nur eines Elementes immer noch ein gewisser Strom passirte. Andererseits zeigte sich bei Anwendung von Kohlenfeuer unter Benutzung einer elektromagnetischen Maschine, wobei die Kohle selbst die Rolle der einen Elektrode vertrat, dass nur dann ein Strom passirte, wenn der die Flamme berührende Draht die positive Elektrode war. Andrews zeigte auch, dass sich bei Anwendung einer gewöhnlichen Flamme die Erman'schen Versuche gewissermassen umkehren liessen. Nach Einschaltung einer Röhre mit Weingeist zwischen der positiven Elektrode und der Batterie ging nämlich bei Ableitung der Flamme nicht wie sonst die freie positive, sondern eher die freie negative Elektricität verloren.

Im Jahre 1843 suchte Riess die bis dahin nur mangelhafte Anschauung von der elektrostatischen zerstreuenden Wirkung der Flamme zu klären, indem er sie als eine Spitzenwirkung hinstellt, sofern bei jeder Verbrennung die Oberfläche des verbrennenden Körpers nothwendig uneben werde und sich gewissermassen mit einer Reihe von Dampfspitzen bedecke. Er lehrt zugleich eine praktische Anwendung jener Wirkung, nämlich den Gebrauch der Flamme, um isolirende Flächen schnell unelektrisch zu machen[3]).

Im Jahre 1850 untersuchte Henrici von neuem die Elektricitätserregung in der Flamme und wandte hierbei zuerst einen Multiplicator an[4]). Er fand das Innere negativ, das Aeussere positiv, wie Pouillet; denn es ergab sich ein Strom, welcher von aussen nach innen floss.

1) Phil. Trans. 1832 p. 26; Pogg. Ann. Bd. 29 S. 278.
2) Phil. Mag. (3) Vol. 9 p. 176; Pogg. Ann. Bd. 43 S. 310.
3) Pogg. Ann. Bd. 61 S. 558; Riess, Elektricitätslehre Bd. 1 S. 261—272.
4) Pogg. Ann Bd. 79 S. 476.

Aber er tauchte auch zwei ungleich dicke Drähte neben einander in die Flamme und fand allemal einen Strom vom dickeren zum dünneren, gleichviel welcher der heissere war. Er glaubte hiernach, dass wesentlich die Grösse der Oberfläche entscheide, und dass somit Reibung die voraussichtliche Ursache der Erregung sei.

Im selbigen Jahre untersuchte Hankel die Elektricitätserregung in der Flamme genauer mit Hilfe eines Condensators sowohl als eines besonders empfindlichen Multiplicators [1]). Hierbei wurden vorzugsweise Lampen mit doppeltem Luftzuge, und als Leiter Drähte sowohl als Halbleiter benutzt. Hankel fand namentlich einen elektrischen Gegensatz zwischen den oberen und unteren Theilen der Flamme, und zwar einen Strom von oben nach unten, d. h. oben negative, unten positive Elektricität. Er fand diesen Gegensatz um so stärker, je lebhafter die Verbrennung war, und schloss sich dementsprechend der Meinung Pouillet's an, dass die Erregung vorzugsweise der Verbrennung zu verdanken sei.

Hiergegen wandte sich ein Jahr später Buff, welcher die Elektricitätserregung in der Flamme vorzugsweise thermoëlektrischen Ursprungs hielt [2]). Er prüfte die Flamme mittels zweier mehr oder weniger getrennter Platinstreifen und eines sehr empfindlichen Multiplicators und traf allemal einen Strom an, welcher von dem wärmeren zum kälteren Streifen oder der wärmeren zur kälteren Stelle der Flamme ging. Er zeigte nebenbei, dass die Flamme dicht oberhalb des Flammenkegels am besten leite, aber schon in grösserer Entfernung ungleich besser als sonst Luft von 400°.

Hiergegen erhob sich wieder Grove im Jahre 1854 mit der Ansicht, dass, wenn auch ein Thermostrom obwalte, doch die Elektricität der Flamme im Wesentlichen Berührungselektricität sei [3]). Er stützte sich hierbei auf Versuche mit einer Löthrohrflamme, bei welcher er beim Einsenken von Platinspiralen Ströme von der kälteren zur wärmeren Stelle, also umgekehrt wie nach Hankel's Versuchen, fand. Der elektrische Gegensatz zwischen den oberen und unteren Theilen der Flamme werde am besten dadurch erklärt, dass der Sauerstoffgehalt von den unteren nach den oberen allmählich wachse.

1) Pogg. Ann. Bd. 81 S. 212.
2) Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. 80 S. 1 u. Bd. 90 S. 1.
3) Phil. Mag. (4) Vol. 7 p. 47 u. Vol. 8 p. 403.

Eine etwas abweichende Meinung äusserte gleichzeitig Mateucci insofern, als er dem Wasserdampfe in der Flamme eine hervorragende Stelle zuerkannte[1]). Derselbe wirke gewissermassen als Elektrolyt, die unteren Theile der Flamme mit den oberen verbindend.

Im Jahre 1874 nahm Hittorf von neuem eine Untersuchung der Leitungsfähigkeit verschiedener Flammen unter besonderer Berücksichtigung der Erman'schen Versuche vor[2]). Er benutzte hierbei eine Batterie von 400 kleinen Elementen, welche in gewöhnlicher Luft zwischen Spitze und Fläche Funken von $^1/_{18}$ mm Länge gab. Bei allen Flammen war der Widerstand an der positiven Elektrode fast verschwindend, an der negativen aber verhältnismässig gross, auch bei der Schwefel- und Phosphorflamme, sofern dieser nur genügend Luft zugeführt wurde. Dieser Widerstand aber konnte dadurch verringert werden, dass man die fragliche Elektrode stärker erwärmte. Hittorf meinte hiernach, dass der Grund der von Erman entdeckten Thatsachen jener einseitige Widerstand eben, und nicht unipolares Leitungsvermögen sei.

Im folgenden Jahre suchte Braun eingehender die Frage zu lösen, wie weit die Elektricitätserregung in der Flamme selbst den fraglichen Widerstand bedinge[3]). Er ging von der Annahme aus, dass der Flammenstrom allemal die Summe resp. Differenz zweier Ströme, nämlich eines Contact- und eines Thermostromes, sei. Er zeigte nun, dass man den Contactstrom dadurch überwiegen lassen könne, dass man beide Elektroden möglichst gleich warm bettet und an ihnen möglichst verschiedene Gase aufsteigen lässt. Um letzteres zu erreichen, wurden die Drähte eventuell mit verschiedenen Salzen bedeckt. Unter solcher Voraussetzung fand dann ein Kettenstrom von geringerer elektromotorischer Kraft fast allemal grösseren Widerstand, wenn er gegen den Contact- und Flammenstrom, als wenn er mit diesen Strömen floss. Die Intensität eines Stromes ferner, welcher die Flamme in der Richtung ihrer besseren Leitungsfähigkeit durchfloss, nahm ab, wenn in einem horizontalen Querschnitte die Elektroden genähert wurden. Auch an der positiven Elektrode endlich schien sich ein mit wachsender Stromdichtigkeit erheblich wachsender Widerstand zu ergeben. Nach Allem schloss Braun, dass die Annahme

1) Phil. Mag. Vol. 8 p. 309.
2) Pogg. Ann. Jubelband S. 430.
3) Ebd. Bd. 154 S. 481.

eines specifischen Widerstandes an der negativen Elektrode die Erscheinungen der Unipolarität nicht genügend erkläre.

Im selbigen Jahre wurde von Fuchs die unipolare Leitung der Flamme zum Nachweis alternirender Inductionsströme an einer bei Einschaltung einer Flamme einseitig mit dem Elektroskop verbundenen Inductionsrolle benutzt[1]).

Im folgenden Jahre hob ich meinerseits gelegentlich einer Mittheilung über den Gebrauch von Drahtglocken die grosse Formverschiedenheit zweier entgegengesetzt elektrisirten Flammen hervor[2]).

Im Jahre 1877 stellte Herwig von neuem genauere Messungen des Flammenwiderstandes unter Benutzung galvanischer sowohl als Inductionsströme an[3]). Er fand die bereits von Hankel und Hittorf constatirte Thatsache, dass der Widerstand an der negativen Elektrode mit der elektromotorischen Kraft der Ströme wachse, innerhalb weiterer Grenzen bestätigt. Da dies aber im Widerspruch stehe mit sonstigen Entladungsweisen, so auch mit dem von Wiedemann und Rühlmann beobachteten leichteren Uebergange der Elektricität an der negativen Elektrode in verdünnten Gasen, so glaubte Herwig, dass jener Widerstand keine fundamentale, sondern nur eine secundäre Erscheinuug sei, bewirkt durch das zufällige Vorhandensein von negativer Elektricität in den vorzugsweise in Betracht kommenden Theilen der Flamme. Diese seien nämlich die inneren, weil heisseren und somit besser leitenden, und bekanntermassen treffe man in den inneren Theilen der Flamme vorzugsweise gerade die negative Elektricität an. Herwig fand diese Erklärung durch weitere Versuche gestützt, sofern diese ergaben, dass der Widerstand mehr im Innern der Flamme trotz des besseren Glühens der Drähte ein vorzugsweise grosser sei. Herwig kehrte also gewissermassen zur Anschauung Brande's zurück, welcher gleichfalls die unipolare Leitung durch Annahme einer jedem Stoffe specifischen Elektricitätsart zu erklären suchte. Aber beide wichen doch wesentlich von einander ab, da Brande der Flamme als Eigenelektricität gerade die positive vindicirte.

Im selbigen Jahre stellte Hoppe noch einmal exacte Messungen der Flammenleitung gewöhnlicher Flammen sowohl als der Wasserstoffflamme an[4]). Es handelte sich hierbei namentlich um die Feststellung

1) Pogg. Ann. Bd. 155 S. 252.
2) Ebd. Bd. 157 S. 322.
3) Wied. Ann. Bd. 1 S. 516.
4) Ebd. Bd. 2 S. 83.

absoluter Werthe für grosse und kleine Flammen, für verschiedene Stellen derselben, bei Einführung reiner sowohl als salzbedeckter Elektroden. Auf 1^{mm} Abstand wurde unter Anderem der mittlere Widerstand eines Bunsen'schen Brenners zu etwa 1 Million, derjenige der reinen Wasserstoffflamme dagegen zu etwa 20 Millionen Siemens-scher Einheiten gefunden. Im Uebrigen bestätigte sich, dass die Flamme um so besser leite, je heisser sie sei, daneben aber um so besser, je grösser die Menge des verbrennenden Gases.

Im Jahre 1878 erhob Braun gegen Herwig's Hypothese verschiedene Einwände, zugleich bemerkend, dass die von Wiedemann und Rühlmann gefundene Thatsache schwerlich als eine fundamentale zu betrachten sei[1]).

Im selbigen Jahre entgegnete Herwig, indem er die Einwendungen Braun's zu entkräften suchte, dass er nach wie vor seine Erklärungsweise für die richtige halten müsse[2]).

Meine Versuche.

Meine Versuche beschäftigen sich mit eigenthümlichen Bewegungen und Formationen, welche gewisse Flammen zeigen, wenn man sie durch eine Influenzmaschine elektrisirt. Insonderheit ist es die Flamme des gewöhnlichen aber unvermischten Gases, welche sich hierin auszeichnet. Mit ihr habe ich deshalb vorzugsweise experimentirt. Gerade diese Flamme ist bisher wenig studirt, voraussichtlich weil sie für die gewählten Versuchsbedingungen häufig wegen ihrer Russabsonderungen lästig war. Aus diesem Grunde und weil man meistens galvanische Ströme oder disruptive Entladungen benutzte, mögen die fraglichen Erscheinungen bisher unbekannt geblieben sein.

Zur Anstellung dieser Versuche sind äusserst geringe Hilfsmittel nöthig. Wer Gasleitung und eine Influenzmaschine besitzt, kann die meisten ohne weiteres wiederholen. Man kann hierzu die gewöhnlichen Brenner benutzen, wenn man ihre Zuglöcher mit Watte oder mit Korkstückchen verstopft. Behufs ihrer Isolirung und gleichzeitigen Verbindung mit der betreffenden Entladungsstange stellt man sie am besten auf jenes wiederholt von mir empfohlene Hohlscheibenstativ[3]).

1) Wied. Ann. Bd. 3 S. 436.

2) Ebd. Bd. 4 S. 460.

3) Diese und andere experimentelle Erleichterungen finden sich ausführlicher in meiner Abhandlung: „Zum Gebrauche der Influenzmaschine“ in Giebel's Ztschr. f. d. ges. Naturw. (Bd. 53) beschrieben.

Man kann statt der gewöhnlichen Brenner aber auch hartgelöthete Messingröhren gebrauchen, welche man einfach statt der Entladungsstangen durch die Köpfe der Conductoren steckt, zumal wenn diese drehbar sind, da eine senkrechte Stellung der Röhre für die meisten Versuche vortheilhafter ist. Damit sie bei dieser Gelegenheit nicht herabgleiten, werden sie oberhalb des Conductors mit einem Korkringe armirt. Ich besass mehrere dergleichen Röhren, welche bei derselben äussern Weite verschiedene Ausflussöffnungen hatten; doch führe ich im Folgenden nur Versuche mit zwei ungleichen Oeffnungen, nämlich einer solchen von $\frac{1}{2}^{mm}$ und einer solchen von 10^{mm}, an. Für gewisse Versuche bedarf es noch einiger Metallscheiben, am einfachsten solcher aus Blech mit umgebogenem Rande, wie sie jeder Klempner fabricirt, desgleichen eines metallischen Cylinders, den man sich sehr leicht selber aus einem Blechstücke construirt. Für zwei Versuche endlich ist es wünschenswerth, wenn man die gewöhnlichen Entladungsstangen mit zwei wenn auch nur kleineren Hohlscheiben armiren kann.

Die Erscheinungen bedingen im Wesentlichen eine constante elektrische Wirkung. Die Condensatoren sind also zwecklos; die Einschaltung von Luftstrecken ist zu vermeiden. Sie bedingen ferner grösserentheils eine höhere Dichtigkeit. Man erreicht sie durch Ableitung desjenigen Poles, welcher nicht mit der Flamme communiciren soll.

Der Eintritt der verschiedenen Erscheinungen hängt wesentlich von der Grösse der Flamme sowohl als der Stärke der elektrischen Wirkung ab. Am mannigfaltigsten sind dieselben bei kleineren Flammen, voraussichtlich weil für grössere die Kraft der Maschine nicht mehr reicht.

Ich bemerke noch, dass auf der beigegebenen Figurentafel (Taf. VI) die helleren Theile der Flammen im Allgemeinen durch Schraffirung gegeben sind.

Eine Flamme als Elektrode für sich allein betrachtet (Taf. VI Fig. 1—4).

Um die hierhergehörigen mannigfaltigen Erscheinungen besser zu sondern, will ich dieselben zunächst bei feiner und hiernach bei grosser Ausflussöffnung betrachten. Die betreffenden Zeichnungen geben die Flammen in natürlicher Grösse, einmal wie sie unelektrisch, dann wie sie als positive oder negative Elektrode erscheinen. Hierbei

braucht man die Flamme natürlich nicht zu verrücken, sondern in bekannter Weise nur einfach den Strom der Maschine zu wenden. Da die Erscheinungen am negativen Pole reichhaltiger sind, so gebe ich hierfür zwei Zeichnungen, die eine für schwächere, die andere für stärkere Elektricität.

Bei feiner Ausflussöffnung (Fig. 1 u. 2).

Die allgemeineren Erscheinungen bei Anwendung kleinerer Flammen fasse ich in folgende Sätze zusammen.

Die positive Flamme verjüngt sich; die negative breitet sich aus. Die Leuchtkraft der positiven nimmt stark, diejenige der negativen kaum merklich ab. Nur in der negativen findet eine verstärkte Ausscheidung unverbrannten Kohlenstoffes statt. Der Hauptunterschied zwischen beiden Flammen aber manifestirt sich in der ungleichen Neigung zu eigenthümlichen rückgängigen Bewegungen ihrer helleren Theile. Bei der positiven treten solche überhaupt nicht, oder doch höchstens ausnahms- und andeutungsweise auf. Bei der negativen dagegen sind sie die bei weitem gewöhnlichere Erscheinung, bei welcher sich indessen wieder zwei ganz verschiedene Stadien unterscheiden lassen.

Von einer gewissen Stärke der elektrischen Wirkung an beginnt nämlich ein eigenthümliches Flackern, wahrscheinlich hervorgerufen dadurch, dass die rückgängige Bewegung eine intermittirende ist. Bei kleiner Flamme und sehr regelmässiger Elektricitätszufuhr treten hierbei zuweilen vollständig symmetrische Figuren auf. Ich habe eine solche in der letzten Abbildung der oberen Gruppe zu fixiren gesucht. Bei grösserer Flamme entstehen bei gedachtem Flackern meistens unregelmässige Formen, etwa solche, wie sie die dritte Abbildung der unteren Gruppe zeigt. Hierbei scheinen nicht bloss die oberen Theile der Flamme, sondern auch ganz tief gelegene rückgängige Bewegungen zu machen. Verstärkt man aber die Elektricität, so tritt ein neues Stadium ein, in welchem sich die helleren Theile der Flamme constant abwärts zu biegen scheinen. Sie kleben gewissermassen an der oberen Brennerfläche fest, wobei sich diese reichlich mit ausgeschiedenem Kohlenstoffe bedeckt. Diese Erscheinung (siehe die letzte Abbildung der unteren Gruppe) verliert sich endlich wieder, wenn man die Elektricität über eine gewisse Grenze verstärkt. Man gewahrt dann wohl in der Flamme selbst einen kleinen elektrischen Büschel, neben welchem sich jene fast indifferent verhält.

Ist die Flamme grösser als 3^{cm} etwa, so tritt bei der positiven noch immer eine merkliche Verkleinerung, Zuspitzung und Verdunkelung ein, während die negative, bei einer gewöhnlichen Influenzmaschine wenigstens, mit Ausnahme einer schwachen unteren Verbreiterung fast ungeändert bleibt.

Bei weiter Ausflussöffnung (Fig. 3 u. 4).

Die allgemeineren Erscheinungen bei Anwendung kleinerer Flammen sind den früheren ähnlich.

Bei der positiven Flamme tritt eine beschränkte Verjüngung, Verdunkelung und höchst selten eine rückgängige Bewegung ein; die negative bietet eine beschränkte Verbreiterung ohne merkliche Abnahme der Leuchtkraft bei durchschnittlich rückgängiger Bewegung dar. In letzterer Beziehung treten diesmal einige weitere merkwürdige Erscheinungen auf.

Ist die Flamme klein und die elektrische Wirkung sehr schwach, so bildet sich jene unsymmetrische Gestaltung, welche die dritte Abbildung der oberen Gruppe zeigt. Die Flamme brennt hierbei ruhig ohne zu flackern. Wird die Wirkung stärker, so zeigt sich zunächst die in der folgenden Abbildung veranschaulichte Formation. Hierbei äussert sich schon ein gelindes Flackern, welches in dem Maasse stärker wird und mehr unregelmässige Bewegungen verursacht, als man die Wirkung noch weiter verstärkt. Ist die Flamme grösser, so wiederholt sich bei schwacher Elektricitätsentwickelung zunächst dieselbe unsymmetrische Gestaltung, aber mit eigenthümlichen Modificationen. Der scheinbar rückgängige Theil der Flamme (siehe die dritte Abbildung der unteren Gruppe) hebt sich gewissermassen von neuem über den Rand des Brenners empor, und hier findet nun eine eigenthümliche Ausscheidung glühender linear gruppirter Kohlenpartikelchen statt. Die Flamme brennt dabei ohne zu flackern, sofern die elektrische Wirkung nur innerhalb bestimmter Grenzen bleibt. Wird selbige gesteigert, so schlägt die Erscheinung sofort in jene Gestaltung um, welche in der letzten Abbildung veranschaulicht ist. Diese Gestaltung ist jener in Fig. 2 analog, aber sie bietet gleichwohl eine neue Eigenthümlichkeit dar. Wir finden nämlich, dass die Flamme in ihren rückgängigen Theilen nicht bloss äusserlich, sondern auch innerlich unter den Rand des Brenners sinkt. Bei stärkerer Elektricitätszufuhr wird die Bewegung der Flamme nur unruhiger; es fehlt hier jene constante Rückgängigkeit, welche die Flamme bei

feiner Oeffnung des Brenners zeigt. Dass auch die positive Flamme bis zu einem gewissen Grade rückgängig wird, darauf deutet ein zeitweises eigenthümliches Flackern derselben hin. Eine derartige besonders regelmässige Erscheinung habe ich in der zweiten Abbildung der unteren Reihe darzustellen versucht.

Ist die Flamme grösser, so zeichnet sich diesmal die negative noch fortgesetzt durch rückgängige Bewegungen aus, nur dass sie mehr gewaltsam und in grösseren Zwischenräumen erfolgen, und die rückgängigen Theile, wenigstens äusserlich, in immer tiefere Regionen sinken. Noch bei sehr grosser Flamme, etwa einer solchen von 6^{cm} Länge, finden dergleichen Erscheinungen statt, wobei der Brenner nicht selten bis auf 2^{cm} Länge der Flamme eingehüllt wird. Noch viel weiter aber kann man die Flamme den Brenner umspülen sehen, wenn man diesem keine senkrechte, sondern eine horizontale Stellung gibt.

Wenn einer solchen Flamme ein abgeleiteter Körper genähert wird (Taf. VI Fig. 5—6).

Hält man einer Flamme, welche als Elektrode brennt, seitlich einen Metallstab so gegenüber, dass an demselben keine Ausstrahlung erfolgen kann, so neigen sich beide Flammen, die positive wie die negative, zu demselben hin, so lange man in grösserer Entfernung bleibt. Ganz anders in grösserer Nähe; hier kann an beiden Flammen eine Anziehung sowohl als eine Abstossung erfolgen. Dies zeigt sich am besten bei grösseren Flammen und solchen, wie sie ein Brenner mit feiner Oeffnung gibt.

Die Flamme sei positiv. Man nähere den Leiter zunächst ihrem Fussende. Hier wird eine schwache aber doch merkliche Abstossung erfolgen. Dieselbe wächst, wenn man den Leiter successive höher rückt, bis man fast die Mitte der ganzen Flammenlänge erreicht. Hierauf erfolgt bei noch andauernder Abstossung der unteren eine gleichzeitige Anziehung der höher gelegenen Theile (Fig. 5), dann bei weiterem Heraufrücken eine wachsende Anziehung der letzteren, wobei die Spitze mehr und mehr um die ganze Rundung der Stange läuft (Fig. 6). Bei letzterer Gelegenheit bildet der sich reichlich absondernde Kohlenstoff bald eine glühende Decke, welcher ein garbenförmiger Sprühregen entweicht.

Die Flamme sei negativ. Dann ist zu unterscheiden, ob dieselbe gerade oder rückgängig brennt. Im ersteren Falle spricht sich im

Allgemeinen ein merkwürdig indifferentes Verhalten aus; gleichwohl pflegt die Spitze der Flamme eine wenn auch nur unbedeutende Abstossung zu erfahren. Ist sie rückgängig, so verhalten sich die betreffenden ungleichen Theile verschieden. Der nicht rückgängige gibt eine wenn auch nur schwache Anziehung zu erkennen, während der rückgängige, namentlich bei weniger hoher Lage des Leiters, eine entschiedene Abstossung erfährt.

Nach Alledem findet, wenn wir nur die Spitze der Flamme betrachten, bei positiver eine starke Anziehung, bei negativer eine schwache Abstossung statt. Nur dort also wird sich die Spitze an den Leiter anlegen und ihn erhitzen, während hier, auch bei grosser Annäherung, eine unsichtbare Scheidewand existirt. Dies zeigt sich sehr hübsch, wenn man ein Drahtnetz über die Flamme hält, so hoch, dass sie in ihrer natürlichen Länge dasselbe überschreiten würde. Die positive brennt nach wenigen Secunden hindurch, während die negative beharrlich nur unterhalb desselben brennt.

Richtet man die Flamme nach unten auf eine leitende Fläche z. B. eine Wasserfläche, so tritt bei gewisser Annäherung und gewissem Gasflusse nur eine blaue nebelförmige Flamme auf. Elektrisirt man alsdann positiv, so zieht sich der Nebel zu einem helleren Strahle zusammen, während nirgends ein sonstiger Uebergang elektrischer Funken bemerkbar ist. Anders bei negativer Elektricität; hier concentrirt sich der Nebel nur unmerklich, während sich gleichzeitig eine ihn als Isolator passirende Strömung bemerkbar macht. Dieser Versuch beweist, dass namentlich die bläuliche Flamme für die Fortbewegung der negativen Elektricität als ein Hemmnis zu betrachten ist.

Wenn man bei einer solchen die äussere Form der Brenner variirt (Taf. VI Fig. 7—12).

Befestigt man an dem Brenner einen Metallstab, so dass er die Mündung desselben überragt und zwar ebenso weit etwa, als man die Flamme aufsteigen lässt, so wird eine positive entschieden von dem Stabe abgestossen, während eine negative ebenso sicher angezogen wird. Ist letztere nicht rückgängig, wie z. B. bei feiner Oeffnung und grösserer Länge, so legen sich vorzugsweise die vorderen helleren Theile der Flamme an den Leiter an. Ist sie rückgängig, d. h. neben dem Leiter rückgängig, so ist es namentlich der rückgängige Theil, welcher von dem Leiter angezogen wird.

Befestigt man einen Draht in der Achse eines Brenners mit weiter Oeffnung, so dass er von innen heraus die Mündung etwa um die Flammenlänge überragt, so biegt sich die positive Flamme bei grösserer Länge seitlich ab, während die negative sich innig anschmiegend ihn bald mit einer glühenden Russdecke überzieht. Letztere Flamme ist jedoch nicht homogen, sondern es treten aus ihr bevorzugte Linien heraus, und diese streben, mögen sie auch durchschnittlich angezogen werden, doch in einzelnen Punkten wieder von dem Leiter ab. Ist die Flamme klein, so biegt sich eine positive nicht seitlich ab, sondern brennt um den Draht, denselben fliehend, in Form eines Trichters oder einer Schale.

Umkleidet man die Mündung eines Brenners mit einer Kugel oder mit einer Scheibe, so treten in dem Verhalten positiver Flammen keine in die Augen fallenden Abweichungen hervor, wohl aber negativer, denn es zeigt sich, dass diese weit eher rückgängig werden, d. h. Flammen von gleicher Länge bei schwächerer Zufuhr an Elektricität. Daher geschieht es auch, dass man hier bei grösserer Flammenlänge als sonst jenes zweite Stadium der Rückgängigkeit, jene constante Umbiegung der Flamme erzeugen kann. Bei Alledem breitet sich die Flamme auch in ihren bläulichen Theilen nebelartig über einen grösseren Theil der metallischen Fläche aus, nicht unmittelbar anliegend, sondern ein wenig gehoben, gewöhnlich scheibenförmig, wie es in Fig. 7 veranschaulicht ist. Je grösser die Scheibe, um so grösser darf die Flamme sein, wenn man sie rückgängig machen will. Mit einer Scheibe von 12^{cm} Durchmesser etwa kann man solches bei fast jeder beliebigen Flammengrösse bewirken. Zwei besonders charakteristische Erscheinungen erhält man, wenn man einen Brenner mit weiter Oeffnung mit solcher Scheibe bekleidet und dieselbe nicht horizontal, sondern etwas geneigt stellt, indem man ihr eine längliche Oeffnung gibt oder sie partiell auf der oberen Brennerfläche ruhen lässt. Bei schwacher Wirkung kehrt die Flamme alsdann fast in voller Grösse in einem grossen Bogen, wie Fig. 8 zeigt, nach der metallischen Fläche zurück; bei stärkerer fällt sie, stabartig zusammengezogen, wie Fig. 9 zeigt, fast in einem Winkel nieder und theilt sich wieder in zwei ähnlich geformte Büschel ab. In beiden Fällen neigt sie sich nach derjenigen Seite der Scheibe hin, welche nach oben gerichtet ist. Aber auch eine positive Flamme wird bei Anwendung einer grösseren Scheibe eher rückgängig, kaum constant,

fast immer ruckweise, in hin und her hüpfenden leuchtenden Spitzen, wobei sich die übrige mehr bläulich brennende Gasmasse dann gleichfalls über einen kleineren oder grösseren Theil der Scheibe zu verbreiten pflegt.

Zwei weitere charakteristische, wenn auch den eben erwähnten analoge Erscheinungen lassen sich mit Hilfe eines Rundbrenners gewinnen, wenn man in die mittlere Oeffnung ein cylindrisches Blech steckt, wie in Fig. 10 und 11, und dasselbe um Flammenlänge die Mündung überragen lässt. Bei der Elektrisirung brennt die Flamme nicht lange mehr rund, sondern weicht bald, am ehesten bei positiver Elektricität, nach der einen oder der andern Seite ab, bei positiver Elektricität stets, bei negativer zum wenigsten, wenn die Flamme nicht allzugross genommen ist. Hierauf tritt alsdann bei negativer Flamme eine ganz ähnliche Winkelbildung und Zwietheilung wie auf grösseren Scheiben ein, während die positive Flamme constant den Cylinder flieht und nur an ihrem obersten Rande eine schwache Neigung zur Rückgängigkeit verräth. Sollte sie hier wirklich rückgängig sein, so wäre beachtenswerth, dass sich an der fraglichen rückgängigen Spitze niemals eine Zwietheilung etablirt, ferner dass der Winkel, in welchem sie sich wendet, scharf und spitz ist, während derselbe bei einer negativen Flamme stumpfer und verrundeter erscheint.

Man sollte nun meinen, dass eine negative Flamme am stärksten nach denjenigen Stellen des Brenners gezogen würde, welche vorzugsweise elektrisch sind. Dem widerspricht aber eine Erscheinung, welche man erhält, wenn man denselben Rundbrenner ohne gedachten inneren Blechcylinder verwendet. Die rückgängige Flamme schlägt alsdann nicht um den Brenner herum, sondern vielmehr in denselben hinein, und ist sie klein genug, so kann man sie, wie Fig. 12 zeigt, in eigenthümlich scheibenförmiger Gestalt constant in der fraglichen Höhlung brennen sehen.

Eine Flamme der Influenzwirkung einer elektrischen Fläche ausgesetzt.

Lässt man eine Flamme mit abgeleitetem Brenner in der Nähe einer elektrischen Hohlscheibe brennen, d. h. allgemein in der Nähe einer Elektrode, aus der nicht leicht eine Ausstrahlung erfolgen kann, so verhält sich die Flamme im Wesentlichen genau so, als ob sie die entgegengesetzte Elektricität durch Mittheilung empfinge.

In der Nähe einer negativen Fläche brennt eine Flamme verkleinert, zugespitzt und mit weniger Licht, in der Nähe einer positiven breitet sie sich aus und nimmt eventuell rückgängige Bewegungen an. Man kann im letzteren Falle auch wieder jene verschiedenen Stadien der intermittirenden und constanten Rückgängigkeit unterscheiden. Ja es treten, wenn man den Brenner mit einer grösseren Scheibe armirt, auch wieder jene bogenförmigen und winkelförmigen Formationen ein. Nur ist alles weniger ausgeprägt und regelmässig, als wenn man den Brenner direct durch die Maschine elektrisirt, woran wohl theilweise Schuld hat, dass man denselben der verticalen Scheibenfläche gegenüber nicht gut symmetrisch stellen kann.

Eine längere Flamme aus weiter Brenneröffnung schlägt in der Nähe einer positiven Scheibe rückgängig um, von einer negativen aber wird sie stark angezogen, und ist sie nahe genug, legt sie sich eng an dieselbe an. Brennt die Flamme aber einer negativen Scheibe gegenüber in gewissem Abstande und wird diese in gewisser Stärke elektrisirt, so stellt sich ein eigenthümliches Vibriren ein, von Erscheinungen begleitet, auf welche ich noch näher zu sprechen komme. Eine längere Flamme aus enger Brenneröffnung wird nicht rückgängig, wie nach Früherem zu erwarten stand. Sie verhält sich in der Nähe einer positiven Scheibe auch ebenso indifferent, als wenn man sie selbst negativ elektrisirt. Anders in grösserer Enfernung; hier neigt sie sich ebensowohl nach einer negativen als nach einer positiven Scheibe hin.

Vertauscht man die Hohlscheibe mit einer kleineren Kugel, so wird der charakteristische Unterschied der Erscheinungen mehr verwischt, einmal wegen der geringeren Influenzwirkung, dann weil die Ausströmung grössere Störungen erzeugt. Wählt man endlich gar eine Spitze, so kehren sich einzelne Erscheinungen bedingungsweise um, da hier die Ausströmung resp. der Luftstrom leicht eine sonstige Anziehung aufheben kann.

Zwei Flammen als Elektroden gleich- und ungleichartig erregt (Taf. VI Fig. 13—14).

Lässt man zwei Flammen nahe zusammen an ein und demselben Pole der Maschine brennen, so stossen sie sich deutlich ab, wenn sie positiv sind, bei kleinerer sowohl als grösserer Flammenlänge. Sind sie negativ, so ist wieder zu unterscheiden, ob sie gerade oder ob sie rückgängig brennen. Im ersten Falle stossen sie sich kaum merklich

ab, im zweiten ziehen sich die rückgängigen Theile an. Der letztere Fall ist in Fig. 13 veranschaulicht. Man kann freilich nicht wissen, wie weit auf diese Anziehung die Gegenwart der Brenner influirt.

Lässt man zwei Flammen nahe zusammen brennen, welche mit entgegengesetzten Polen der Maschine communiciren, so verhalten sie sich bei grösserer Länge vollkommen indifferent, und auch bei geringerer ist kaum eine Anziehung zu gewahren. Sind sie klein, so ist die negative sicher rückgängig; alsdann neigt sich die positive ein wenig nach der negativen hin, während umgekehrt der rückgängige Theil der negativen, wie in Fig. 14, die positive flieht. Die Hinneigung der positiven zur negativen könnte freilich auch hier nur dem negativen Brenner zu verdanken sein. Hierbei findet übrigens, zumal wenn man die Brenner schräge stellt, sehr leicht ein Ausblasen der negativen Flamme statt, worauf sich sofort ein Funkenstrom etablirt, welcher bedingungsweise die negative von neuem entzündet.

Lässt man eine positive und eine negative Flamme gegen einander brennen, indem man die Brenner etwa wie gewöhnliche Entladungsstangen benutzt, so vermischen sich auch hier die Flammen scheinbar nicht, wenn sie sich nicht schon im unelektrischen Zustande vermischen. Eine intermittirende Rückgängigkeit der negativen findet bei gedachter Anordnung seltener statt, voraussichtlich in Folge der starken Ausstrahlung, welche sich an der positiven etablirt. Sind die Flammen klein und nahe, so äussert sich dieselbe wieder darin, dass die negative leicht zeitweise erlischt.

Eine Flamme inmitten zweier entgegengesetzt elektrischer Flächen (Taf. VI Fig. 15).

Armirt man die Entladungsstangen der Maschine mit grösseren Kugeln oder besser Hohlscheiben und stellt einen Brenner, am besten isolirt, zwischen denselben auf, so neigt sich die Flamme entschieden nach der negativen hin, und diese wird in kurzer Zeit so heiss, dass man den Versuch unterbrechen muss.

Gedachte Hinneigung ist im Allgemeinen constant, sofern man für eine möglichst schwache und gleichmässige Elektricitätserregung sorgt; bei stärkerer aber, wenn sie gleichfalls constant bleibt, wird die Flamme in eine zitternde, pendelartige Bewegung versetzt. Wie bereits erwähnt, findet eine solche auch bei einer einzigen Scheibe statt, aber bei zwei entgegengesetzt elektrischen ist die Erscheinung ungleich

schöner. Ich will daher an dieser Stelle genauer beschreiben, wie man sie am besten erhält, und wodurch sie sich am meisten charakterisirt.

Man rücke die Scheiben möglichst weit von einander, d. h. etwa 15—20^cm weit, je nachdem sie kleiner oder grösser sind. Man stelle einen Brenner mit weiter Oeffnung in ihre Mitte, so hoch, dass seine Mündung mit dem untern Scheibenrande etwa in gleicher Höhe liegt. Steigert man nun langsam die Thätigkeit der Maschine, so nimmt die Flamme mehr und mehr eine flache scheibenartige Form an, wobei sie sich stärker nach der negativen Scheibe hinneigt, aber gleichzeitig in Folge der Einwirkung der rotirenden Glasscheibe ein wenig verdreht. Elektrisirt man stärker, so tritt mit schwach klapperndem Geräusche zunächst ein auf geringe Excursionen beschränktes Zittern der Flamme ein, welches sich bei stärkerer Elektricität mehr und mehr vergrössert, bis das Flammenbild zeitweise fast den ganzen Raum zwischen den Scheiben füllt. Fig. 15 zeigt solche Erscheinung sehr verkleinert. Man erkennt, dass die Flamme immer noch vorzugsweise nach dem negativen Pole strebt, dass aber diesem mehr eine spitze Seite des Bildes zugewendet ist, während dem positiven mehr eine Rundung gegenüber liegt. Man erkennt aber noch eine eigenthümliche Schichtung in beiden Theilen, welche vielleicht nicht so deutlich ist, als ich sie in der Zeichnung gegeben habe, welche aber in Wirklichkeit noch ungleich mannigfaltiger erscheint, da ich sie in ihren Einzelheiten nicht zu fixiren vermochte. Zu letzteren gehört eine die Flamme weit umkränzende, mit ihrer Schichtung correspondirende schwächere Schichten- oder Strahlenbildung in der Luft.

Es liegt der Gedanke nahe, dass die Flammenschichtung eine optische Täuschung sei, dadurch hervorgerufen, dass der Flammensaum successive andere Lagen gewinnt; dem widerspricht aber, dass man auch in der unelektrischen Flamme, wenn auch weniger deutlich, eine horizontale Schichtung gewahren kann. Wenn sie hier deutlicher ist, so könnte der Grund darin liegen, dass die Flamme in Folge elektrischer Einwirkung mehr aus einander gezogen wird.

Das Bild, wie ich es gezeichnet, ist natürlich nicht constant, selbst kaum, wenn man die Maschine mit absoluter Gleichmässigkeit drehen könnte; aber es ist dasjenige, welches mir unter den verschiedenen Bildern am häufigsten und am meisten charakteristisch erschien.

Wie sich andere und namentlich sauerstoffreichere Flammen verhalten.

Alles bisher Gesagte gilt streng genommen nur von der Leuchtgasflamme, der unvermischten, kann aber wohl der Hauptsache nach allen sauerstoffärmeren Flammen zugesprochen werden. Jedenfalls gilt es in grösserem Umfange für die Talg-, Stearin- und Wachsflamme, mit welcher ich einige controlirende Versuche angestellt habe. Man muss nur bedingungsweise dafür sorgen, dass der Fuss der Flamme durch eine Metallhülse mit dem betreffenden Pole oder dem Erdboden communicirt. Sauerstoffreichere Flammen dagegen verhalten sich anders, weniger so, dass sie entgegengesetzte Erscheinungen zeigen, als vielmehr so, dass sie mehr indifferent bleiben. Wenigstens gilt dies für die Spiritusflamme und die Flamme eines Bunsen'schen Brenners, und für letzteren um so mehr, je reichhaltiger der Luftzufluss ist. In den nachstehenden Versuchen führe ich einige Einzelheiten hierüber an.

Man bringe die betreffende Flamme in die Nähe einer positiven Hohlscheibe und sorge dafür, dass der Fuss der Flamme abgeleitet sei. Eine Stearinflamme brennt alsdann rückgängig, eine Spiritusflamme weniger, während die Flamme eines Bunsen'schen Brenners gar keine rückgängige Bewegung zeigt. Ist der Fuss der Flamme nicht abgeleitet, so brennt eine Stearinflamme doch rückgängig, aber nur theilweise, während sie theilweise von der Scheibe fortgeblasen wird. Eine Spiritusflamme dagegen brennt nicht mehr rückgängig, bei ihr findet ausschliesslich eine Abstossung von der Scheibe statt. Die Flamme eines Bunsen'schen Brenners zeigt ein mehr indifferentes Verhalten, weil der Brenner, wenn auch isolirt, doch immer eine gewisse Ableitung der Flamme ist.

Man stelle die Flammen mit abgeleitetem Fussende in grösserer Entfernung von der elektrischen Scheibe auf. Alle neigen sich, ob diese positiv oder negativ sei, nach ihr hin. Wie sie sich in grösserer Nähe verhalten, wenn sie positiv ist, habe ich bereits gesagt. Ist sie negativ, so treten folgende charakteristische Unterschiede hervor. Eine Stearinflamme neigt sich stark zu ihr hin und berührt sie innig, fast so innig, als ob es eine unvermischte Gasflamme sei. Eine Spiritusflamme neigt sich hin zu ihr, aber wie nahe man sie auch bringt, es tritt keine Berührung zwischen Flamme und metallischer Fläche ein. Auch die Flamme eines Bunsen'schen Brenners zeigt dieselbe Anziehung, aber hier nimmt der trennende Raum noch grössere Dimensionen an.

Man kann die letztere Flamme indessen durch eine successive Verstopfung ihrer Zuglöcher mehr und mehr in eine reine Leuchtgasflamme verwandeln. Geschieht dies, so nimmt die trennende Schicht in demselben Verhältnisse mehr und mehr ab.

Man bringe eine Flamme zwischen zwei entgegengesetzt elektrische Hohlscheiben, gleichviel ob ihr Fuss isolirt oder abgeleitet sei. Eine Stearinflamme wird dann ebenso oscilliren wie eine ungemischte Gasflamme, eine Spiritusflamme weniger, und gar nicht die Flamme eines Bunsen'schen Brenners.

Mit andern Flammen habe ich weniger experimentirt, doch habe ich constatiren können, dass eine Phosphorflamme auf dem negativen Pole brennend keine rückgängigen Bewegungen macht.

Einige besondere Versuche mit verschiedenen Flammen.

Lässt man eine Glasröhre in horizontaler Ebene schweben, so kann man derselben bei grosser Beweglichkeit doch eine bestimmte Ruhelage geben, etwa dadurch, dass man sie bifilar aufhängt, oder dadurch, dass man mit ihr ein Magnetstäbchen verbindet. An das eine Ende einer solchen möglichst feinen Röhre von 27 ^{cm} Länge sei nun ein Wachslicht gekittet, d. h. ein Stückchen Wachsstock, lang genug um demselben das nöthige Untergewicht zu geben. Die Aufhängung sei ferner so, oder die Maschine sei so gestellt, dass jenes in gedachter Ruhelage zwischen den Elektroden schwebt, in gleichem Abstande von beiden und so hoch, dass der Flammenfuss mit dem unteren Rande dieser etwa in gleicher Höhe liegt. Hierbei sind Hohlscheiben vorausgesetzt, da es wesentlich ist, dass an den einander zugekehrten Flächen keine Ausstrahlung erfolgt. Aus gedachtem Grunde ist es auch am besten, wenn man beide Scheiben lieber ferner als näher zu einander stellt. Die Maschine muss vorher erregt, aber beide Elektroden erst wieder entladen sein, bevor man sie in die betreffende Stellung bringt. oder man muss den Glasstab erst nachträglich aufhängen, damit er bis auf Weiteres vollständig unelektrisch bleibt. Zündet man hierauf das Licht an und lässt dann die Kurbel möglichst langsam und gleichmässig etwa eine halbe Umdrehung machen, so wird sich jenes nicht bloss nach dem negativen Pole neigen, sondern auch mitsammt dem betreffenden Röhrenende dorthin gezogen werden. Hält man die Bewegung auf, bevor eine Berührung eingetreten ist, so kann

man den Versuch wohl noch einige Male mit gleichem Erfolge wiederholen; er wird aber in dem Maasse unsicher, als das Glas resp. das Wachs selber eine Ladung empfängt. Wiederholt sicher, aber weniger lehrreich vielleicht, ist der Versuch, wenn man einen Draht an Stelle der Glasröhre wählt, auch wohl das Wachslicht noch mit Stanniol überzieht, da man beide so schnell wieder unelektrisch machen kann.

Man kann sich mit geringer Mühe ein leicht bewegliches Flügelrädchen verschaffen, wenn man auf das obere Ende eines Glasstabes ein möglichst enges Röhrchen kittet und in dieses eine Nadel steckt, welche an ihrem Kopfende vier entsprechend gerichtete Cartonstückchen trägt. Man muss nur dafür sorgen, dass die Nadel mit ihrer Spitze auf einer reinen Glasfläche steht. Stellt man ein solches Rädchen nun — am besten links von der Maschine — so auf, dass es in Höhe der betreffenden Entladungsstange steht, aber so, dass es sich nicht gerade in der Verlängerung derselben, sondern etwas vor oder hinter dieser Verlängerung befindet, und vertauscht man die Entladungsstange mit einem Brenner mit feiner Oeffnung und lässt eine möglichst kleine Flamme brennen, so wird man beim Wechsel der Polarität einen grossen Unterschied in der fraglichen Rotationsgeschwindigkeit finden. Die spitzige positive Flamme wirkt genau so, oder besser noch, als ob es eine metallische Spitze wäre; das Rädchen dreht sich bei dieser mit grösster Schnelligkeit, während die verrundete negative es nur zeitweise und äusserst langsam bewegt. Mit längeren Flammen ist der Unterschied weniger in die Augen fallend, weil hier auch die positive Flamme eine geringere Wirkung übt.

Elektrisirt man die Flamme eines Bunsen'schen Brenners, eines einfachen oder eines Rundbrenners, aber diesmal die mit Luft gemischte Flamme, indem man dieselbe zugleich möglichst klein macht oder doch wenigstens nicht über 1^{cm} hoch steigen lässt, so stellt sich beim Wechsel der Polarität ein weiterer Unterschied der beiden Elektricitäten heraus. Die positive Flamme schlägt nämlich, sobald die Maschine kräftig wirkt, sehr leicht in das Innere des Brenners zurück, gerade wie wenn man von oben auf dieselbe bläst, während solches bei der negativen nur höchst selten geschieht. Ohne Zweifel hängt jene Erscheinung mit der allgemeinen Verkleinerung und Zusammenziehung der positiven Flamme zusammen, welche mehr und mehr zunimmt in dem Maasse, als man die elektrische Wirkung anwachsen

lässt. Elektrisirt man nicht direct, sondern durch Influenz, so tritt das Rückschlagen der Flamme wegen der schwächeren Wirkung auch ungleich schwerer ein. Ich brauche wohl kaum zu bemerken, dass ich unter gedachter Erscheinung das vollständige Auslöschen der eigentlichen Brennerflamme verstehe.

Ein Versuch, in welchem ein Papierstreifen eine Flamme repräsentirt.

Man stelle eine grössere Kugel oder Hohlscheibe nicht allzunahe der Maschine auf und lasse sie mit der linken Entladungsstange communiciren. An die metallische Fläche klebe man das eine Ende eines schmalen etwa 20^{cm} langen Streifens Seidenpapier fest. Bei constanter elektrischer Einwirkung weicht der Streifen alsdann, den Leiter fliehend, bekanntlich in constanter Lage ab. Anders, wenn man an das freie Ende eine Spitze schneidet; der Streifen wird nun schon Neigung zeigen, wieder zurück zur metallischen Fläche zu streben; noch mehr aber, wenn man diese Spitze leitend macht, sei es durch Bleifederstriche, sei es durch Aufkleben von dünnem Metall. Man kann es leicht dahin bringen, dass der Streifen so armirt, für sich allein oder einem genäherten Körper gegenüber, rückgängige Bewegungen macht, die verschieden sind je nach der Art der Armirung, je nach der Stärke der Elektrisirung, verschieden endlich nach der Beschaffenheit noch mancher andern Factoren. So lässt sich bewirken, dass die Spitze nur wenig zittert, dass sie grössere Excursionen macht und hierbei ganz nach ihrem Leiter umgebogen wird, dass sie denselben in grossen Sprüngen vollständig berührt, endlich dass sie constant von selbigem festgehalten wird.

Nicht mit einem Papierstreifen gelingen dergleichen Erscheinungen nur, sondern mit jeder andern biegsamen, halbleitenden Substanz, sobald sie an ihrem freien Ende ein besonderes Ausstrahlungsvermögen und hier in gewissem Umfange eine bessere Leitungsfähigkeit besitzt.

Von weiteren Einzelheiten sehe ich an dieser Stelle ab. Vielleicht lohnt es sich, dieselben zum Gegenstande einer besondern Untersuchung zu machen. Nur eins jedoch möchte ich noch constatiren, dass nämlich eine negative Elektrisirung auch hier die Rückgängigkeit zu befördern scheint.

Zur Erklärung.

Es unterliegt kaum einem Zweifel, dass der letzte Versuch die Erklärung der auffallendsten der früher gedachten Erscheinungen in sich schliesst, ich meine der Rückgängigkeit der Flamme, wenn auch nur der Rückgängigkeit in ihrer Allgemeinheit ohne den hierbei auftretenden charakteristischen Unterschied zwischen positiver und negativer Elektricität. Wie hier die Spitze des Papierstreifens unter der Fernwirkung des Leiters mehr Elektricität durch Ausstrahlung verliert, als sie direct von ihm empfängt, und hierdurch entgegengesetzt elektrisch geworden nicht mehr von ihm abgestossen, sondern vielmehr angezogen wird, so werden ähnliche Verhältnisse die besser leitenden oder für eine Ausstrahlung geeigneteren Theile der Flamme zur Rückgängigkeit zwingen, und dies um so mehr, je mehr sie sich durch gedachte Eigenschaften von den übrigen Theilen der Flamme unterscheiden. Der Flamme eines Bunsen'schen Brenners, der gemischten, fehlt dieser Gegensatz, sei es wegen ihrer durchgängig besseren Leitungsfähigkeit, sei es wegen ihres unterschiedlich geringeren Ausstrahlungsvermögens. Aus diesem Grunde fehlt hier die Rückgängigkeit der Flamme, und aus diesem Grunde ist sie überhaupt mehr sauerstoffärmeren Flammen eigen. Wenn auch die Phosphorflamme sie nicht zeigt, so mag wohl der Grund sein, dass sich hier keine Ausscheidung glühender, der Ausstrahlung voraussichtlich vorzugsweise zugänglicher Theilchen etabliren kann. Wäre letzteres maassgebend, so dürfte freilich auch die reine Wasserstoffflamme, mit der ich leider bisher keine Versuche anstellen konnte, nicht rückgängig sein.

Eine andere Frage ist, weshalb das in Rede befindliche Phänomen in erster Linie der negativen Flamme gebührt. Hier scheinen mir zwei Erklärungsweisen zulässig, von denen ich bisher nicht weiss, welcher von beiden ich den Vorzug geben soll. Man könnte sagen, negative Elektricität sei eher zur Ausstrahlung geneigt aus den helleren Flammentheilen oder allgemein aus besser leitenden Stoffen, unter Ausstrahlung jene mehr auf die translatorische Bewegung materieller Partikelchen basirende Elektricitätsbewegung verstanden. Dies würde mit den Ergebnissen der Wiedemann- und Rühlmann'schen Versuche in voller Uebereinstimmung sein. Aber man könnte auch sagen, negative Elektricität werde schlechter geleitet in den dunkleren Flammentheilen oder allgemein in schlechter leitenden Stoffen. Dies hiesse auf die unipolare Leitungsfähigkeit zurückgreifen in ihrer ursprünglichen

Bedeutung, und dieselbe nur etwas modificiren. Nach beiden Annahmen folgt leicht die bevorzugte Rückgängigkeit der Flamme sowohl als des Papierstreifens, wenn der Leiter negativ elektrisch ist. Vielleicht bestehen beide Annahmen zu Recht, und das Phänomen ist der gemeinsame Effect zweier elektrischen Vorgänge, welche sich gegenseitig unterstützen.

Gegen eine unipolare Leitungsfähigkeit sind, wie anfänglich erwähnt, wiederholt Bedenken erhoben, und man hat sich bewogen gefunden, die Erman'schen Versuche durch Annahme eines blossen Uebergangswiderstandes zu deuten. Ein solcher ist denn auch an der negativen Elektrode constatirt; aber wie sich hierdurch jene Versuche erklären lassen, kann ich meinerseits nicht verstehen. Findet die negative Elektricität, wenn sie in die Flamme tritt, einen grösseren Widerstand, so heisst das doch gleichzeitig, dass die positive einen solchen beim Austritt aus der Flamme findet. Hiernach dürfte aber, wenn man die Flamme zwischen die Pole einer Säule schaltet, bei Einführung eines Ableiters die eine Elektricität nicht mehr als die andere verschwinden. Denn für die eine würde der grössere Widerstand an dem betreffenden Pole der Säule, für die andere an der Oberfläche des Ableiters vorhanden sein. Anders, wenn man einen einseitigen Widerstand für die ganze Passage gelten lässt, wenn man annimmt, dass er sich überall von Molekül zu Molekül wiederholt, d. h. eben, wenn man der Flamme eine unipolare oder richtiger eine bessere Leitungsfähigkeit für die eine als für die andere Elektricität vindicirt.

Für die Existenz unipolarer Leitungsfähigkeit sprechen aber noch weitere Gründe. Es gibt eine ganze Reihe anderer Erscheinungen, welche sich so auf die leichteste Weise erklären. Hierhin gehören jene Ergebnisse der Brande'schen Versuche, aber auch analoge polarunterschiedliche Attractionserscheinungen in andern Medien als in der Luft. Quincke hat vor längeren Jahren versucht, einen Theil der letzteren durch die Annahme von Contactelektricität zu erklären, welche sich in den angezogenen Stoffen durch Berührung mit ihrer Umgebung erzeugen soll[1]). Ich verstehe jedoch nicht, wie die beiden, wenn auch erzeugten, sich doch jedenfalls gegenseitig bindenden Elektricitäten nach aussen wirken sollen. Nehmen wir an, dass gewisse Stoffe die eine Elektricität besser leiten als die andere, so ergibt sich

1) Pogg. Ann. Bd. 113 S. 513.

ihre polarunterschiedliche Anziehung von selbst, da sie sich solchergestalt eher mit der einen Elektricität laden und dementsprechend nach dem andern Pole getrieben werden. Eine unipolare Leitungsfähigkeit aber könnte sehr wohl darin begründet sein, dass die Moleküle gewisser Körper nicht regelmässig gestaltet wären, oder sonst ungleich beschaffen nach verschiedenen Seiten hin, und dass sie gleichzeitig durch die elektrische Fernwirkung eine gewisse Richtung annehmen müssten. Eine Reihe solcher Moleküle würde alsdann gewissermassen als eine Reihe Gaugain'scher Ventile zu betrachten sein.

Dass eine Eigenelektricität der Stoffe, eine auf Contactelektricität oder eine auf eine andere Elektricitätsquelle basirende, bei gedachten Anziehungen kaum eine Rolle spielen kann, scheint mir auch daraus zu folgen, dass die Stärke der Anziehung unausgesetzt wächst, je stärker sich die Spannung an den Polen documentirt. Ich meine, es müsste, da doch die innere Spannung jedenfalls, wie auch die Elektricität hier entstehe, eine sehr geringe zu nennen ist, wenn wir die äussere continuirlich steigern, ein Punkt kommen, wo jene im Vergleich zu dieser als verschwindend zu betrachten sei. Speciell die Flamme betreffend, so liegen hier gegen den Einfluss einer etwaigen Eigenelektricität aber noch weitere Gründe vor. Wir müssten gerade auf die entgegengesetzten Erscheinungen stossen, wenn ein solcher Einfluss bestände, nach dem, was über jene Eigenelektricität bekannt. Hiernach stellt sich nämlich die Flamme in ihren oberen oder, von anderer Seite betrachtet, in ihren besser leitenden Theilen als negativ elektrisch dar. Und gerade die oberen oder die besser leitenden Theile der Flamme neigen sich vorzugsweise zum negativen Pole hin. Ferner, eine Flamme als Ganzes, im Falle dass man sie isolirt, kann überhaupt kaum irgend welche Eigenelektricität besitzen, da sie doch nothwendig in ihr selbst erzeugt wird und da sie doch höchstens beide Elektricitäten in gleicher Menge enthalten kann. Trotzdem sehen wir eine Flamme als Ganzes, isolirt zwischen zwei Polen, allemal nach dem negativen Pole wandern, während sie doch nach Maassgabe ihrer innern Erregung in diesem Falle völlig in Ruhe verharren müsste.

Wie die bevorzugte Rückgängigkeit der negativen Flamme, so ist auch das in Rede befindliche Phänomen einer gleichen zwiefachen Deutung fähig. Man kann auch wohl behaupten, dass es nur eine andere Form derselben Erscheinung sei. Verliert eine Flamme durch Influenz eher die negative Elektricität, so muss sie, positiv geworden,

sich nach dem negativen Pole wenden. Leitet eine Flamme die negative Elektricität schlechter, so muss sie aus gleichem Grunde ein analoges Verhalten zeigen. Die letztere Annahme — wir wollen sie vorläufig für richtig gelten lassen — bietet aber zugleich den Schlüssel zur Erklärung anderer Erscheinungen dar.

Leitet die Flamme die negative Elektricität schlechter, so ist es wahrscheinlich, dass dies in erster Linie ihren verbrennbaren Bestandtheilen zu verdanken sei, dem Wasserstoff und Kohlenstoff, da ja ihr eben gedachtes Verhalten um so stärker hervortritt, je reicher sie an diesen Stoffen ist. Mit grösserem Gehalt an Sauerstoff tritt jene Eigenschaft zurück. Es lässt sich also vermuthen, dass der Sauerstoff die positive Elektricität besser leitet, und geschieht dies, so muss er aus gleichem Grunde, wie jene nach dem negativen, seinerseits nach dem positiven Pole wandern. Wird der Sauerstoff der Luft aber nach dem positiven Pole gezogen, so erklärt sich hieraus zunächst die Verdunkelung der positiven Flamme, da bei reichhaltigerer Zufuhr dieses Gases sich Kohlenstoff nur in geringerer Menge glühend ausscheiden kann. Aber der Sauerstoff dürfte nicht bloss den Stickstoff verdrängen, sondern sich anhäufen, verdichten und einen Druck auf die Flamme üben, und so dürfte sich ihre Verkleinerung, ihre Verjüngung und am Ende ihr vollständiges Verschwinden in der Brenneröffnung erklären. Am negativen Pole findet keine Verdichtung statt, da sich der Stickstoff voraussichtlich indifferent verhält. Dass aber die Flamme hier ärmer an Sauerstoff sei, dürfte die grosse Menge des sich ausscheidenden Kohlenstoffes beweisen.

Hiermit ist freilich noch manches nicht erklärt, so die scharfe Spitze der positiven, die runde Kuppe der negativen Flamme, eine Erscheinung, welche gewissermassen ein sich selbst erzeugendes Gaugain'sches Ventil repräsentirt. Vielleicht hängt dies, sowie jene eigenthümlichen Gestaltungen namentlich der negativen Flamme, wenn dieselbe an grösseren Flächen brennt, tiefer mit dem Wesen der Elektricität zusammen, als dass wir schon heute an eine Erklärung denken könnten.

Ueberhaupt aber räume ich gern ein, dass alles, was ich zur Erklärung der Erscheinungen vorbrachte, noch mancher Ergänzung bedarf.

Einfaches Verfahren zur Berechnung der Kaliberfehler eines engen Rohres.

Von

Dr. Al. Handl.

Unter den Methoden zur Berechnung der Kaliberfehler eines Thermometerrohres sind diejenigen, welche einen höheren Grad von Genauigkeit anstreben, z. B. die von Thiesen und Marek[1]) jüngst mitgetheilten, ziemlich umständlich und, wie Prof. Pfaundler in seiner Bearbeitung von Müller-Pouillet's Physik Bd. II,2 S. 59 bemerkt, am Ende doch illusorisch, weil die dadurch angestrebte Genauigkeit durch die von der Ausdehnung des Glases herrührenden und durch noch andere Fehler wieder aufgehoben wird.

Für die einfacheren Kalibrirungsmethoden aber scheint mir eine klare, auch dem Anfänger leicht verständliche Anweisung zu fehlen; ich werde in den folgenden Zeilen eine solche zu geben versuchen.

Die Striche der Theilung, deren Richtigkeit geprüft werden soll, seien fortlaufend mit 0, 1, 2 . . . n bezeichnet, und es sei beispielsweise die Aufgabe gestellt, die Correctionen für jeden zehnten Theilstrich zu ermitteln.

I.

Wenn es möglich ist, einen Quecksilberfaden, welcher ungefähr den Raum von 10 Theilstrichen umfasst, im Rohre beliebig zu verschieben, dann wird die Berechnung am einfachsten, da die Beobachtung dieses einzigen Fadens zur Kalibrirung des Rohres genügt. Man stellt nämlich das eine Ende dieses Quecksilberfadens nach und nach auf die Theilstriche 0, 10, 20 . . . und beobachtet jedesmal den Abstand des anderen Fadenendes von dem um je 10 höheren Theilstriche, 10, 20, 30 . . . . Wir wollen diese Abstände mit a_1, a_2, a_3 . . . bezeichnen und dieselben als positiv betrachten, wenn das Ende des Quecksilberfadens unterhalb des benachbarten Zehnerstriches steht; mit anderen Worten, a ist positiv, wenn die Länge des Quecksilberfadens kleiner

1) Dieses Repertorium Bd. 15 S. 285 u. 300.

ist als der Abstand der beiden Zehnerstriche, zwischen welchen er sich gerade befindet.

Es stehe beispielsweise das eine Fadenende bei 0, das andere bei 8,7, so ist $a_1 = + 1{,}3$; steht das eine Fadenende bei 50, das andere bei 60,8, so ist $a_6 = - 0{,}8$.

Wir bezeichnen nun das Volumen zwischen dem Nullpunkte der Theilung und irgend einem anderen Punkte derselben durch das Zeichen (r); bei einer vollkommen richtigen Theilung müsste jedes $(r) = r$ sein; die vorliegende Aufgabe besteht darin, die wahren Werthe von (10), (20), (30) . . . (n) zu bestimmen.

Ferner bezeichnen wir das Volumen des Quecksilberfadens mit v; dieses ist constant, wenn nicht während der Beobachtung merkliche Temperaturänderungen vorkommen.

Endlich machen wir für die erste Annäherung die Voraussetzung, dass einem Intervalle der Theilung, dem Abstande zweier Striche r und $r + 1$, überall dasselbe Volumen entspreche und dass dieses als Volumseinheit zu gelten habe. Diese Annahme erscheint für die erste Annäherung wohl gerechtfertigt: denn wenn auch z. B. das Volumen von 0 bis 50, welches wir als (50) bezeichnen, nicht dem Volumen von 50 bis 100 gleich ist, welches durch (100) — (50) ausgedrückt wird, so wird doch das Volumen (51) — (50) von (100) — (99) oder von (101) — (100) kaum merklich abweichen. Sollte man aber diese Voraussetzungen nicht bestätigt finden und die Abweichungen von derselben noch berücksichtigen wollen, so würde man aus den in erster Annäherung gefundenen Werthen von (r) das zur zweiten Annäherung erforderliche Zahlenmaterial leicht ableiten können, wie wir später zeigen werden.

Bei Anwendung der erwähnten Bezeichnungsweise ergeben sich aus den oben angedeuteten Beobachtungen unmittelbar folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} (10) &= (0) + v + a_1 \\ (20) &= (10) + v + a_2 \\ (30) &= (20) + v + a_3 \\ &\quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ (n) &= (n - 10) + v + a_n. \end{aligned}\right\} \qquad (A$$

In diesen Gleichungen ist zunächst

$$(0) = 0$$

zu setzen, wie sich von selbst versteht, ferner kann (und muss)

$$(10) = 10$$

angenommen werden. Dieses (10) ist nämlich die eigentliche Maass-

einheit, auf welche die Werthe von (20), (30) ... (n) bezogen werden; und diese Voraussetzung fällt ja ohnehin mit der anderen, früher erwähnten zusammen, dass der Raum zwischen je zwei benachbarten Theilstrichen überall gleich und = 1 gesetzt werden dürfe.

Aus dem Systeme der Gl. A erhält man dann unmittelbar:

$$v = 10 - a_1$$
$$(20) = 10 + v + a_2$$
$$(30) = (20) + v + a_3$$
$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$
$$(n) = (n - 10) + v + a_n.$$

Die Rechnung ist so einfach, dass jede weitere Erläuterung derselben überflüssig wäre. Will man aber, nach Durchführung dieser Rechnung, die einzelnen Intervalle zwischen je zwei auf einander folgenden Theilstrichen nicht mehr als gleich gelten lassen, so wird folgende Betrachtung zur zweiten Annäherung führen:

Der mittlere Werth eines Theilstriches zwischen 0 und 20 ist offenbar

$$\frac{(20) - (0)}{20},$$

und ebenso gross wird auch der Werth eines Theilstriches in der Nähe von 10 sein. Die erste Gleichung wird also nicht mehr

$$(10) = (0) + v + a_1,$$

sondern vielmehr

$$((10)) = (0) + v + a_1 \frac{(20)}{20}$$

lauten, wobei ich jetzt mit ((10)), allgemein ((r)), den in zweiter Annäherung corrigirten Werth des Volumens bis zu dem betreffenden Theilstriche bezeichne.

Uebrigens wird für ((10)) in consequenter Verfolgung unserer früheren Annahme wieder der Werth ((10)) = 10 gesetzt werden müssen; dann erhält man für v den genaueren Werth

$$v_1 = 10 - a_1 \frac{(20)}{20},$$

und die Reihe der Gl. A geht über in

$$((20)) = 10 + v_1 + a_2 \frac{(30) - (10)}{(20)}$$
$$((30)) = ((20)) + v_1 + a_3 \frac{(40) - (20)}{20}$$
$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$
$$((r)) = ((r - 10)) + v_1 + a_r \frac{(r + 10) - (r - 10)}{20}$$
$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$

Für die letzte Gleichung wird man in Ermanglung eines Werthes für $(n+10)$ ohne erheblichen Schaden die Form

$$((n)) = ((n-10)) + v_1 + a_n \frac{(n)-(n-10)}{10}$$

wählen dürfen, so dass wieder die sämmtlichen in zweiter Annäherung corrigirten Werthe ((20)), ((30)) ... $((n))$ nach einander auf sehr einfache und bequeme Weise gefunden werden können.

Bisher wurde der Rechnung die Annahme zu Grunde gelegt, dass $((10)) = 10$, d. h. dass die Ablesung beim Theilstriche 10 genau richtig sei. Sind die Werthe ((20)), ((30)) ... $((n))$ einmal berechnet, so kann man die gefundenen Zahlen leicht durch Multiplication mit einem gemeinschaftlichen Factor $\frac{s}{((s))}$ derart umgestalten, dass die Ablesung bei einem beliebigen anderen Theilstriche s, z. B. beim Siedepunkte, als richtig erscheint. Es kommt dies offenbar darauf hinaus, dass nicht $\frac{((10))}{10}$, sondern $\frac{((s))}{s}$ als Volumseinheit angenommen wird.

II.

In den meisten Fällen ist es aber nicht möglich, einen so kurzen Faden im Rohre abzutrennen und zu verschieben, als für die Anwendung des vorhin beschriebenen Verfahrens nöthig ist.

Nehmen wir nun an, der zu den Beobachtungen geeignetste Quecksilberfaden habe eine Länge von ungefähr 50 Theilstrichen, so erhalten wir bei der Verschiebung desselben durch die ganze Länge des Rohres, wenn wir dieselben Bezeichnungen anwenden wie früher, folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}(50) &= (0) + v + a_5 \\ (60) &= (10) + v + a_6 \\ (70) &= (20) + v + a_7 \\ (80) &= (30) + v + a_8 \\ (90) &= (40) + v + a_9 \\ (100) &= (50) + v + a_{10} \\ &\cdots\cdots \\ (n) &= (n-50) + v + a_n.\end{aligned}\right\} \quad (B$$

Wir sehen, dass wir jetzt in B um vier Gleichungen weniger haben als früher in A; um die Werthe sämmtlicher Unbekannten in ähnlicher Weise wie vorhin ermitteln zu können, müssen wir uns noch

vier Gleichungen zwischen denselben verschaffen. Dies geschieht durch Verschiebung und Beobachtung eines zweiten Quecksilberfadens, der nahe um 10 Theilstriche länger ist als der erste. Und weil mit der Anwendung eines neuen Fadens auch dessen Volumen v' als neue Unbekannte in die Gleichungen eintritt, so ist es nothwendig und hinreichend, mit diesem zweiten Faden fünf Beobachtungen zu machen. Allgemein: Wenn der verwendete Quecksilberfaden $10 \cdot r$ Theilstriche umfasst, so müssen mit einem zweiten, um ungefähr 10 Theilstriche längeren Faden noch r Beobachtungen ausgeführt werden, um die Rechnung vollständig durchführen zu können.

In dem von uns gewählten Beispiele ist dann:

$$\left.\begin{aligned} (60) &= (0) + v' + b_6 \\ (70) &= (10) + v' + b_7 \\ (80) &= (20) + v' + b_8 \\ (90) &= (30) + v' + b_9 \\ (100) &= (40) + v' + b_{10}. \end{aligned}\right\} \qquad (C$$

Durch Verbindung der Gl. C mit den entsprechenden aus dem Systeme B erhalten wir:

$$\begin{aligned} (60) &= (10) + v + a_6 = (0) + v' + b_6 \\ (70) &= (20) + v + a_7 = (10) + v' + b_7 \\ (80) &= (30) + v + a_8 = (20) + v' + b_8 \\ (90) &= (40) + v + a_9 = (30) + v' + b_9 \\ (100) &= (50) + v + a_{10} = (40) + v' + b_{10} \end{aligned}$$

und hieraus weiter, wenn $(10) = 10$ ist:

$$\begin{aligned} v' - v &= 10 + a_6 - b_6 \\ (20) &= 10 + v' - v + b_7 - a_7 \\ (30) &= (20) + v' - v + b_8 - a_8 \\ (40) &= (30) + v' - v + b_9 - a_9 \\ (50) &= (40) + v' - v + b_{10} - a_{10}. \end{aligned}$$

Aus dem letztgefundenen Werthe (50) berechnet man nun:

$$v = (50) - a_5,$$

und dann aus den Gl. B: (60), (70) . . . bis zum Ende.

Selbstverständlich gilt alles das, was früher über die Correction der in erster Annäherung ermittelten Werthe (20) . . . (n) und die Ermittlung der genaueren Werthe ((20)), ((30)) . . . ((n)) gesagt wurde, auch jetzt wieder.

Zur Theorie des Thermometers.

Von

Dr. Al. Handl.

Der Einfluss der Ausdehnung des Glases auf die Angaben eines Quecksilberthermometers wird auch in den besten Lehrbüchern der Physik nicht mit jener Klarheit und Bestimmtheit behandelt, deren dieser Gegenstand würdig und auch fähig ist. Ich will daher in den folgenden Zeilen eine ganz einfache und dabei gründliche Darstellungsweise dieser Frage mittheilen.

1.

Die Temperaturbeobachtung am Quecksilberthermometer geschieht bekanntlich in folgender Weise: Das Volumen des Glasgefässes bis zum Nullpunkte der Scala sei bei der Temperatur 0° bezeichnet durch v_0; bei 100° nimmt dasselbe Glasstück den Rauminhalt v, und bei der (erst zu bestimmenden) Temperatur t endlich den Rauminhalt v' an.

Der Raum zwischen je zwei Theilstrichen im Rohre, welches als vollkommen gut kalibrirt vorausgesetzt wird, ist ein gewisser Bruchtheil ($^1/_m$) des Raumes, der vorhin mit v bezeichnet wurde. Der absolute Werth eines solchen Röhrentheiles ist ebenfalls mit der Temperatur veränderlich; die Verhältniszahl m hingegen ist constant, wenn nur, wie wir ebenfalls voraussetzen, Gefäss und Rohr stets gleiche Temperaturen haben.

Bezeichnen wir endlich das Volumen der thermometrischen Substanz, als welche wir Quecksilber annehmen, obwohl die folgenden Betrachtungen von der Beschaffenheit der thermometrischen Substanz unabhängig sind, mit V; bei der Temperatur 0° füllt die thermometrische Substanz gerade den Raum des Gefässes bis zum Nullpunkte der Scala, also ist

$$V_0 = v_0.$$

Bei Erwärmung auf 100° nimmt die thermometrische Substanz das Volumen V_s an, und weil dieses $V_s > v_s$ ist, so steigt sie im Rohre um n Theilstriche; es ist dann

$$V_s = v_s + n\frac{v_s}{m}.$$

Bei der (erst zu bestimmenden) Temperatur t^0 aber nimmt die thermometrische Substanz den Raum V' an und steigt in Folge dessen im Rohre bis zu dem mit x bezeichneten Theilstriche; es ist nun

$$V' = v' + x\frac{v'}{m}.$$

Der für die Temperaturbeobachtung am Quecksilberthermometer angenommene Grundsatz ist nun folgender: Die Aenderungen der Temperatur sind proportional den Aenderungen des Standes der Quecksilbersäule im Rohre.

Daraus folgt

$$t : 100 = x : n.$$

Wäre $n = 100$, so wäre auch $x = t$, man würde die Temperaturen unmittelbar an der Scala ablesen; weil aber selten ein Thermometer zu finden sein wird, an welchem die Temperaturen unmittelbar, ohne jede Correction, richtig abgelesen werden können, so wollen wir die Unterscheidung von x (unmittelbare Ablesung) und t (Temperaturangabe des Thermometers) beibehalten.

Weil nun aus den obigen Gleichungen

$$n = m\frac{V_s - v_s}{v_s}$$

und

$$x = m\frac{V' - v'}{v'}$$

ist, so folgt

$$t = \frac{100x}{n} = 100\,\frac{V' - v'}{V_s - v_s}\cdot\frac{v_s}{v'}. \qquad (1$$

Man ersieht daraus, dass die Temperaturangabe eines Quecksilberthermometers wesentlich von der Volumsänderung des Glases abhängig ist und dass man von vorn herein gar nicht erwarten darf, von Thermometern aus verschiedenen Glassorten übereinstimmende Angaben zu erhalten.

2.

Könnte man für das Gefäss und Rohr ein Material ausfindig machen, welches sich mit der Temperatur gar nicht ausdehnen würde, für welches also

$$v_s = v' = v_0 = V_0$$

wäre, so würde man bei der Beobachtung eines solchen Thermometers statt Gl. 1 den anderen Ausdruck

$$\vartheta = 100 \frac{V' - V_0}{V_s - V_0} \qquad (2$$

finden. Die auf solche Weise, d. h. an einem solchen Thermometer beobachtete Temperatur (ϑ) wäre demnach nur von der Ausdehnung der thermometrischen Substanz allein abhängig.

Denken wir uns für einen Augenblick, ϑ sei wirklich bekannt, so wird

$$V' = V_0 + \frac{\vartheta}{100}(V_s - V_0),$$

oder, wenn wir den constanten, ein- für allemal zu bestimmenden Werth

$$\frac{V_s - V_0}{100\, V_0} = \alpha$$

setzen:

$$V' = V_0(1 + \alpha\vartheta). \qquad (3$$

Die (so ganz allgemein und überall angewendete) Gl. 3 gilt strenge genommen nur für jene Substanz, aus deren absoluter Ausdehnung die Temperatur ϑ bestimmt worden ist; keineswegs darf sie aber allgemein in die Form

$$V' = V_0(1 + \alpha t)$$

gebracht werden, wenn t die an irgend einem anderen Thermometer bestimmte Temperatur bedeutet.

Was nun die Volumsänderungen des Glasgefässes am Thermometer anbelangt, so wird es uns jedenfalls freistehen, in Analogie mit den letzten Betrachtungen auch die constante Grösse

$$\frac{v_s - v_0}{100\, v_0} = \gamma$$

durch einen besonderen Buchstaben zu bezeichnen und demgemäss

$$v_s = v_0(1 + \gamma \cdot 100)$$

zu schreiben; ja wir dürfen sogar

$$v' = v_0(1 + \gamma' \cdot \vartheta) \qquad (4$$

setzen, wobei ϑ wieder die aus der absoluten Ausdehnung des Quecksilbers (nicht des Glases!) bestimmte Temperatur bedeuten soll; nur darf in dieser letzten Gleichung dem γ' kein constanter Werth zugeschrieben werden; dieses γ' ist eben nur ein Symbol, dessen Werth einzig und allein aus der Gl. 4 selbst ermittelt werden kann, wenn v' auf irgend eine Weise gemessen wird.

Machen wir aber von diesem Symbole Gebrauch, so nimmt, durch Benutzung der vorhin aufgeschriebenen Gleichungen, der Ausdruck 1 folgende Gestalt an:

$$t = 100\,\frac{V_0(1+\alpha\vartheta) - v_0(1+\gamma'\vartheta)}{V_0(1+\alpha 100) - v_0(1+\gamma 100)} \cdot \frac{1+\gamma 100}{1+\gamma'\vartheta},$$

oder, wegen $V_0 = v_0$:

$$t = \frac{(\alpha-\gamma')}{(\alpha-\gamma)} \cdot \frac{(1+\gamma 100)}{(1+\gamma'\vartheta)} \cdot \vartheta. \qquad (5$$

Mit Rücksicht auf das oben über die Bedeutung von γ und γ' Gesagte und auf Grundlage der allgemeinen Erfahrungen über die Ausdehnungscoëfficienten der Körper können wir

$$\gamma' = \gamma - \psi$$

setzen, wobei γ eine bei derselben Glassorte constante, ψ hingegen eine mit der Temperatur veränderliche Grösse ist; und zwar ist im Allgemeinen bei Temperaturen unter 100° die Grösse ψ als positiv, bei Temperaturen über 100° hingegen der absolute Werth von ψ als negativ zu betrachten.

Es ist demnach

$$t = \frac{(\alpha-\gamma+\psi)}{(\alpha-\gamma)} \cdot \frac{(1+\gamma 100)}{[1+(\gamma-\psi)\vartheta]} \cdot \vartheta$$

oder

$$t(\alpha-\gamma)[1+(\gamma-\psi)\vartheta] = \vartheta(\alpha-\gamma+\psi)(1+\gamma 100),$$

und wenn man diese Gleichung nach ϑ auflöst, so erhält man ohne jede Vernachlässigung

$$\vartheta = \frac{t}{1+\gamma(100-t)+\psi\left(\frac{1+100\gamma}{\alpha-\gamma}+t\right)}. \qquad (6$$

In dieser Gleichung ist ϑ eine bloss von dem vorhandenen Wärmezustande abhängige Grösse, nämlich die Temperaturangabe, welche aus der absoluten Ausdehnung des Quecksilbers sich ergeben würde; t ist die in der üblichen Weise am Quecksilberthermometer gefundene Temperatur, α der mittlere Ausdehnungscoëfficient des Quecksilbers

für 1° zwischen 0 und 100°, γ derselbe Coëfficient für das Glas und ψ der Unterschied zwischen den mittleren Ausdehnungscoëfficienten des Glases in Intervallen 0 bis 100 und 0° bis ϑ.

Nach der gewöhnlichen Art, den mittleren Ausdehnungscoëfficienten für 1° im Intervalle 0 bis T in der Form

$$a + bT$$

auszudrücken, wäre

$$\gamma = a + b \cdot 100$$

$$\gamma' = a + b\vartheta$$

und

$$\psi = \gamma - \gamma' = b\,(100 - \vartheta);$$

es scheint aber bequemer zu sein, wenn man einfach das Zeichen ψ beibehält.

3.

Wir wollen nun die Gl. 6 zunächst auf einige willkürlich gewählte Beispiele anwenden, um uns über die Werthe der darin vorkommenden Grössen im Allgemeinen zu orientiren.

Der Werth von α ist nach Wüllner

$$\alpha = 0{,}00018253.$$

Die Werthe von γ schwanken bei verschiedenen Glassorten zwischen 0,000020 und 0,000030, wir werden den Mittelwerth

$$\gamma = 0{,}000025$$

in die Rechnung einführen; dann wird zunächst

$$\frac{1 + \gamma 100}{\alpha - \gamma} = 6364.$$

Um über die Grösse von ψ einen Aufschluss zu erhalten, benutzen wir eine Angabe von Fizeau[1]), wonach der mittlere lineare Ausdehnungscoëfficient einer von ihm untersuchten Glassorte durch die Gleichung

$$\lambda = 714 \cdot 10^{-8} + 79 \cdot 10^{-10} \cdot t$$

gegeben war. Daraus werden die kubischen Ausdehnungscoëfficienten, die wir den dreifachen linearen gleichsetzen dürfen,

$$\text{für } 0 \text{ bis } 50°\colon\ \gamma'_{50} = 0{,}00002261$$

$$0 \ \text{„}\ 100°\colon\ \gamma = 0{,}00002379$$

$$0 \ \text{„}\ 300°\colon\ \gamma'_{300} = 0{,}00002853.$$

Daraus ergibt sich dann

$$\psi_{50} = + 0{,}00000118$$

$$\psi_{300} = - 0{,}00000474.$$

1) Pogg. Ann. Bd. 138.

Wir werden also für ψ bei 50° den Werth $+1$, bei 300° den Werth -5 in der sechsten Decimalstelle annehmen. Dann wird für $t = 50$

$$\vartheta_{50} = \frac{50}{1 + 0{,}001250 + 0{,}006414} = 49{,}620$$

und für $t = 300$

$$\vartheta_{300} = \frac{300}{1 - 0{,}005000 - 0{,}033320} = 311{,}954.$$

Man ersieht aus diesen Beispielen, dass es ganz unstatthaft wäre, etwa mit Berufung auf die Kleinheit von ψ dieses vernachlässigen und die Formel nur auf die Gestalt

$$\vartheta = \frac{t}{1 + \gamma(100 - t)}$$

zurückführen zu wollen (letztere würde für $t = 300$ nur $\vartheta = 301{,}50$ ergeben); in allen Fällen ist das von ψ abhängige Glied grösser als dasjenige, welches γ enthält.

Dagegen ist es wohl gestattet, im Nenner der Gl. 6 überall ϑ statt t einzusetzen. Wir finden z. B.

$$\vartheta = \frac{300}{1 + \gamma(100 - 312) + \psi(6364 + 312)} = 312{,}09,$$

was von dem früher gefundenen, streng richtigen Werthe nur um 0,14 abweicht.

Mit Rücksicht auf diese Bemerkungen werden wir uns erlauben, die Gl. 6 in eine andere, leichter zu behandelnde Form zu bringen, und werden schreiben

$$t = \vartheta\left[1 + \gamma(100 - \vartheta) + \psi\left(\frac{1 + 100\gamma}{\alpha - \gamma} + \vartheta\right)\right]. \qquad (7$$

4.

Nehmen wir nun an, es sei ein bestimmter Wärmezustand vorhanden, der durch einen gegebenen, constanten Werth ϑ definirt ist, und dieser Wärmezustand soll gleichzeitig an mehreren, aus verschiedenen Glassorten verfertigten Thermometern beobachtet werden. Je nach den Werthen von γ und ψ wird nun jedes dieser Thermometer einen anderen Werth von t anzeigen.

Nehmen wir in der Gl. 7 die Grösse γ als veränderlich, ψ als constant an, so wird, wie man leicht findet:

$$\left(\frac{dt}{d\gamma}\right) d\gamma = \vartheta\left((100 - \vartheta) + \psi \cdot \frac{1 + 100\alpha}{(\alpha - \gamma)^2}\right) d\gamma.$$

Der Ausdruck $\frac{1+100\alpha}{(\alpha-\gamma)^2}$ wird mit den früher angegebenen Werthen von α und γ ungefähr $41 \cdot 10^6$; wird nun $\psi = -0{,}000005$, $\vartheta = 300$ und $d\gamma = 0{,}000005$ angenommen, so wird

$$\left(\frac{dt}{d\gamma}\right) d\gamma = -300\,(200 + 205)\,5 \cdot 10^{-6},$$

also

$$\left(\frac{dt}{d\gamma}\right) d\gamma = -0{,}607.$$

Man sieht, dass eine Verschiedenheit in den Werthen von γ die Angaben verschiedener Thermometer nur wenig beeinflusst, so dass selbst zwei Instrumente mit den extremen Werthen $\gamma = 0{,}00002$ und $0{,}00003$ bei 300° erst um ungefähr 1,2° von einander abweichen.

Untersuchen wir nun den Einfluss, welchen eine Veränderung von ψ bei constantem Werthe von γ auf das Ergebnis der Beobachtung nach Gl. 7 hat, so ergibt sich:

$$\left(\frac{dt}{d\psi}\right) d\psi = \vartheta\left(\frac{1+100\gamma}{\alpha-\gamma} + \vartheta\right) d\psi,$$

oder, nach dem Ergebnisse der früheren Berechnung:

$$\left(\frac{dt}{d\psi}\right) d\psi = \vartheta\,(6364 + \vartheta) \cdot d\psi.$$

Dies ergibt für $d\psi = 0{,}000001$ und $\vartheta = 300$ bereits eine Abweichung von

$$\left(\frac{dt}{d\psi}\right) d\psi = 2^\circ$$

und für $d\psi = 0{,}000005$ eine Abweichung von 10°.

Da nun γ als ein Maass für die Grösse der Ausdehnung des Glases durch die Wärme, ψ hingegen als ein Kennzeichen für die Regelmässigkeit dieser Ausdehnung betrachtet werden kann, so ersehen wir: die Unterschiede in den Angaben verschiedener Quecksilberthermometer bei gleicher Temperatur werden hauptsächlich durch die sogenannte Unregelmässigkeit der Ausdehnung des Glases bedingt; der absolute Werth der Ausdehnung des Glases hat einen viel geringeren, aber doch auch merklichen Einfluss auf jene Unterschiede, und es ist daher nicht richtig, wenn gesagt wird, dass bei Thermometern mit vollkommen constanten Ausdehnungscoëfficienten des Glases die Grösse der letzteren gar keinen Einfluss auf die Temperaturangaben ausüben würde.

5.

Der Vollständigkeit wegen müssen wir auch den Einfluss der Ausdehnung des Glases auf die Angaben des Luftthermometers betrachten.

Beim Luftthermometer ist schon das Princip der Temperaturbestimmung ein anderes als beim Quecksilberthermometer, indem beim letzteren die scheinbare, beim ersteren die absolute Ausdehnung der thermometrischen Substanz der Temperaturbestimmung zu Grunde gelegt wird. Beim Luftthermometer wird von vorn herein das Maass der Temperatur durch die Formel

$$T = \frac{V - V_0}{\beta V_0} \tag{8}$$

definirt, wobei jetzt

$$\beta = \frac{V_s - V_0}{100 V_0}$$

der Ausdehnungscoëfficient der Luft im Intervalle zwischen 0 und 100° als bekannt und ein- für allemal bestimmt vorausgesetzt wird. Die Ausdehnung des Glases aber wird nur insofern berücksichtigt, als dies zur Ermittlung des Werthes von V nöthig ist. Man hat nämlich eine Luftmenge, welche bei der Temperatur 0° und einem Drucke h den Raum V_0 einnimmt, mittels Quecksilber in einem Glasgefässe abgesperrt. Auch dieses Gefäss hat ein engeres, cylindrisches Ansatzrohr und in diesem eine Marke für die Grenze des Volumens V_0. Bei der Erwärmung auf die zu messende Temperatur T würde diese Luftmenge das Volumen V annehmen, wenn der Druck h unverändert bliebe. Man vergrössert aber während der Beobachtung den Druck auf H, so dass das Quecksilber im Ansatzrohre wieder zu derselben Marke reicht, wie von Anfang. Das Volumen der Luft ist dessenungeachtet jetzt nicht mehr V_0, weil ja das Glasgefäss sich ausgedehnt hat; das neue Volum des Glasgefässes und also auch der unter dem Drucke H befindlichen Luft kann wieder als

$$V_0(1 + \gamma T)$$

bezeichnet werden, wobei zunächst wieder γ als eine mit der Temperatur veränderliche Grösse betrachtet werden muss.

Nach dem Mariotte'schen Gesetze ist dann

$$Vh = V_0(1 + \gamma T) H,$$

also

$$V = V_0 \frac{H}{h}(1 + \gamma T),$$

und nach Gl. 8

$$T = \frac{1}{\beta}\left(\frac{V}{V_0} - 1\right) = \frac{1}{\beta}\left(\frac{H}{h}(1 + \gamma T) - 1\right),$$

woraus nach einer einfachen Umstellung

$$T = \frac{H - h}{\beta h - \gamma H} \tag{9}$$

folgt.

Es ändert natürlich nichts an dem Wesen der Sache, wenn mit Rücksicht auf gewisse Nebenumstände, z. B. mit Rücksicht darauf, dass ein kleiner Theil der Luftmenge nicht die Temperatur T, sondern eine von derselben verschiedene Temperatur besitzt, eine verwickeltere Formel zur Anwendung kommen muss.

Wir sehen zunächst, dass in dem Ausdrucke 9 für die Temperatur am Luftthermometer nur ein Werth für den Ausdehnungscoëfficienten des Glases vorkommt, und zwar der mit der Temperatur selbst veränderliche, den wir früher mit γ' bezeichnet haben.

Betrachten wir den Einfluss eines Fehlers in der Bestimmung dieses Ausdehnungscoëfficienten auf die Temperaturangabe, so haben wir

$$\frac{dT}{d\gamma} = \frac{(H - h) H}{(\beta h - \gamma H)^2} = T^2 \frac{H}{H - h}.$$

Wegen

$$V_0\ (1 + \beta T) h = V_0 (1 + \gamma T) H$$

ist

$$\frac{H}{h} = \frac{1 + \beta T}{1 + \gamma T}$$

und

$$\frac{H}{H - h} = \frac{1 + \beta T}{T(\beta - \gamma)},$$

also

$$\left(\frac{dT}{d\gamma}\right) d\gamma = T \frac{1 + \beta T}{\beta - \gamma} d\gamma.$$

Setzen wir in dieser Gleichung für β seinen Werth $\beta = 0{,}003668$ (den Spannungscoëfficienten, weil das Volumen der Luft nahezu unverändert geblieben ist) und für γ den bisher stets gebrauchten Mittelwerth

$$\gamma = 0{,}000025,$$

so wird

$$\frac{1}{\beta - \gamma} = 274{,}5$$

und

$$\left(\frac{dT}{d\gamma}\right) d\gamma = 274{,}5 \cdot T \cdot (1 + 0{,}003\,668 \cdot T) \cdot d\gamma.$$

Wenn wir wieder $T = 300$ und $d\gamma = 0{,}000\,005$ setzen, wenn wir also, den früheren Beispielen entsprechend, $\psi = 0$ setzen, so wird

$$\left(\frac{dT}{d\gamma}\right) d\gamma = 274{,}5 \cdot 300 \cdot 2.1 \cdot 0{,}000\,005 = 0{,}865.$$

Während also die Annahme, dass der Ausdehnungscoëfficient des Glases bei allen Temperaturen constant sei, beim Quecksilberthermometer in der Nähe von 300° eine Aenderung der Temperaturangaben um ungefähr 10° bewirkt, verursacht sie beim Luftthermometer nur eine Abweichung um nahe 0,9°.

6.

Selbstverständlich sind durch die vorstehenden Betrachtungen noch nicht jene Unterschiede in den gleichzeitigen Angaben der Luft- und Quecksilberthermometer berührt, welche aus der Verschiedenheit im Gange der Volumsänderungen der Luft und des Quecksilbers entspringen. Die Erörterung derselben gehört auch nicht mehr zu der Aufgabe, welche ich mit dieser Mittheilung lösen wollte.

Ueber die Entladung der Elektricität in verdünnten Gasen.

Von

Eugen Goldstein.

(Aus den Monatsberichten der kgl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Ueber eine neue Differenzirung elektrischer Strahlen.

Eine ausgedehnte Gruppe meiner Versuche suchte die Gesetze der Ausbreitung jener merkwürdigen von der Kathode in einem verdünnten Gase ausstrahlenden Bewegung zu ermitteln, die durch ihre geradlinige Fortpflanzung sich den schon lange studirten Formen der Schall- und Lichtbewegung als neues Glied an die Seite stellt. Schon Hittorf hatte gefunden, dass diese Bewegung — oder, wie er es bezeichnet, jeder elektrische Strahl — da, wo er auf eine feste Wand trifft, begrenzt wird. Ich habe nun im vergangenen Jahr weiter ermittelt, dass mit dieser Begrenzung durch feste Körper eine eigenthümliche Differenzirung der Strahlen an den der festen Wand zugekehrten Enden verbunden ist. Diese Erkenntnis führte dann weiter zu einer befriedigenden Erklärung der durch das Kathodenlicht in den Wandungen der umschliessenden Gefässe erregten, in der Literatur schon öfter erwähnten Lichtprocesse. Diese Lichterregung wurde bisher als Fluorescenz bezeichnet und der hohen Brechbarkeit der von der ganzen Gasmasse um den negativen Pol ausgesandten Lichtstrahlen zugeschrieben. Man hielt sie ferner für gleichartig mit den Lichterregungen, welche auch die Schichten des positiven Lichts in ihrer Wandung, oder selbst durch die Wandung hindurch auf vorgehaltenen Chininschirmen u. drgl. erregen.

Meine Versuche ergaben nun:

1. Die Lichterregung durch einen elektrischen Strahl des Kathodenlichts in stark verdünntem Gase tritt nur ein, wenn der Strahl eine feste Wand schneidet.

2. Der lichterregende Theil ist nicht die ganze Länge, sondern nur das äusserste Ende der Strahlen.

Man kann beide Sätze, deren vollständige experimentelle Ableitung ich hier nicht schildern kann, leicht verificiren, indem man aus einer ausgedehnten Masse Kathodenlichtes durch einen mit einer Oeffnung versehenen Schirm ein scharf begrenztes Bündel ausschneidet. Wird dann dem Bündel, ebenfalls im Innern des Gefässes, seitlich eine sonst fluorescenzfähige Platte genähert, so leuchtet dieselbe auch bei grosser Annäherung an das Bündel nicht, weder wenn es frei endet, noch wenn es eine feste Wand schneidet und nun an seinem Ende Leuchten erregt.

3. Die Ursache der Lichterregung ist eine optische Einwirkung.

Dies folgt mit Wahrscheinlichkeit zunächst aus der Identität der Farben, welche eine Reihe verschiedener Substanzen beim Leuchten durch elektrische Bestrahlung und durch Insolation ausgeben (Flussspat, Kalkspat, Kaliglas, Bleiglas, Chlorsilber u. a.).

Mit grösserer Bestimmtheit folgt es daraus, dass leuchtfähige Platten wirklich erregt werden, wenn sie im Innern der Gefässe so aufgestellt sind, dass sie sich im Schatten der von der Kathode geradlinig ausgehenden Strahlen befinden, dagegen geradlinig mit den durch die Enden der elektrischen Strahlen getroffenen Wandpunkten verbunden werden können. Solche Platten leuchten mit dem ihrer eigenen Substanz entsprechenden Lichte, auch wenn sie von den Strahlenenden, die selbst keine messbare Länge haben, um 1^{cm} entfernt sind. Die Moleküle an den Enden der Kathodenstrahlen senden also, wie gewöhnliche glühende Theilchen, Strahlen nach allen Richtungen und Entfernungen, die von der elektrischen Bewegung selbst nicht erreicht werden können.

(Für den zu 1. und 2. angegebenen Versuch resultirt hieraus die leicht zu erfüllende Vorsicht, die von den Endmolekülen schräg seitlich emittirten Strahlen durch einen Schirm abzuschliessen.)

Schon früher hatte ich, mit dem Einfluss der negativen Oberfläche auf die Entladung beschäftigt, gefunden, dass, wenn eine Kathode eine nicht vollständig glatte Oberfläche besitzt, das von den Kathodenstrahlen in einer festen Wand erzeugte Licht sehr regelmässige Abbildungen des Oberflächenreliefs darstellt. So repro-

ducirt sich z. B. der Kopf einer als Kathode benutzten Münze an der Wand des umschliessenden Glasgefässes.

Solche und ähnliche Erscheinungen waren unerklärlich, so lange man die Lichterregung in den festen Wänden der von der ganzen Gasmasse oder der ganzen Länge der elektrischen Strahlen ausgehenden optischen Strahlung zuschrieb; eine solche konnte niemals scharfe Bilder, sondern nur gleichmässige Erleuchtung auf den bestrahlten Wänden erzeugen.

Hingegen erklärt das nunmehr aufgedeckte Verhalten der Strahlenenden im Gegensatz zur übrigen Strahllänge die beobachteten Erscheinungen ohne weiteres.

Der optische Charakter der betrachteten Wirkungen wird endlich bestätigt durch die Existenz photochemischer Wirkungen, welche von den Strahlenenden, nicht aber von der ganzen Länge der Strahlen ausgeübt werden. Dieselben Substanzen, welche unter dem Einfluss hochbrechbarer Sonnenstrahlen zersetzt werden, erleiden dieselben Veränderungen, wenn sie von den Strahlenenden getroffen werden. Es gelang mir, als gemeinsame Controle der Sätze 2 und 3 directe photographische Abbildungen der von einer Reliefkathode an der Wand ihres Gefässes erzeugten Bilder zu erhalten, indem ich trockene lichtempfindliche Papiere an die Gefässwand schmiegte und nun die Strahlen an diesen Platten enden liess.

Ich erhielt Abbildungen z. B. auf doppeltchromsaurem Kali, auf Chlorsilber, namentlich gut auf dem sehr empfindlichen oxalsauren Eisenoxyd.

Weitere Versuche zeigten dann:

4. Die Modification des Strahlenendes wird nicht nur beim Auftreffen des Strahls auf eine erregungsfähige Wand, sondern jedesmal, wenn er auf eine beliebige feste Substanz auftrifft, erzeugt.

Dies lässt sich zeigen, indem man die elektrischen Strahlen auf nicht zum Eigenleuchten fähige Substanzen, wie z. B. Quarz oder eine gewisse Modification von Glimmer, fallen lässt; sind dann entfernt von der Glimmerplatte und den Strahlenenden wieder wie oben leuchtfähige Platten, vom Glimmer geradlinig erreichbar, aufgestellt, so geben sie Licht aus, sobald die elektrischen Strahlen den Glimmer treffen, obgleich dieser selbst dunkel bleibt.

Wird der Inductionsstrom, der die Röhre durchsetzt, in der gewöhnlichen Weise, d. h. ohne Einschaltung anderer nicht metallischer Widerstände als die evacuirte Röhre selbst, benutzt, so tritt die Differenzirung der Strahlenenden erst bei geringen Dichten ein. Es lässt sich indes zeigen, dass

5. die betrachtete Differenzirung nicht an bestimmte Dichten gebunden ist; sie kann, sobald die Kathode überhaupt mit Licht umkleidet ist, mittels Einschaltung von verschieden langen Funken in freier Luft innerhalb einer weiten Dichtescala erzeugt werden.

Ebenso ist aber auch

6. das Phänomen nicht an eine bestimmte Entladungsintensität gebunden. Dies ergibt sich einfach, indem man verschieden evacuirte Röhren hinter einander einschaltet, mit Rücksicht auf den früher (Berl. Akad.-Ber. 1874 Aug.) von mir geführten Nachweis des Isochronismus der Entladungen in solchen Röhren. Die Beobachtung zeigt, dass, wenn die Kathodenstrahlen in einer der Röhren das Leuchten fester Körper erregen, dies in anderen noch nicht der Fall zu sein braucht, obwohl auch diese die Erscheinung zeigen, wenn sie auf dieselbe Dichte wie die erstleuchtende gebracht werden.

Es ergibt sich somit, dass durch die geschilderte Modification das gesammte Licht um die Kathode sich mit einer heterogenen äussern Schicht umkleidet. — Die Lage der neuen Schicht hängt nur ab von der Lage der Wand und kann durch Verschiebung der Wand gegen die Kathode bei constanter Dichte in beliebig grosse Entfernung von der Kathode gebracht werden. Sie kann zugleich, immer durch die Strahlenenden gebildet, aus der äussersten Schicht des Kathodenlichts in eine der innern Schichten hineinrücken.

Wie die Entstehung der Strahlmodification zu erklären ist, vermag ich bis jetzt nicht anzugeben.

Jedoch zeigt sich:

7. Dieselbe Differenzirung tritt auch ein bei den Strahlen des von mir aufgefundenen secundären negativen Lichts; ich nannte so Lichtgebilde, welche an einer beliebigen Stelle der Entladungsstrecke erzeugt werden, wenn man an der betreffenden Stelle eine Verengerung des Röhrenlumens anbringt: von der Ein-

schnürungsstelle, die nach der Anode zu an ein weiteres Gefäss grenzt, geht dann in dieses weitere Gefäss eine Lichtmasse aus, die alle mir bekannt gewordenen Qualitäten des Kathodenlichts, nur quantitativ gemildert, darbietet. Der Ausgangsort der hier auftretenden negativen Strahlen ist der letzte Querschnitt des an das weitere Gefäss sich anschliessenden engern Rohrs (als welches auch jede immer eine gewisse Länge erfordernde Einschnürung aufzufassen ist). In der nebenstehenden Figur sind die Stellen a die Ausgangsstellen des secundären negativen Lichts, dessen Strahlen sich nach B hin ausdehnen. Das Auftreten der modificirten Strahlenenden an solchen Strahlen, deren Ausgangspunkt im freien Gasraum liegt, zeigt somit, dass die Erklärung der Erscheinung nicht gesucht werden kann in den Eigenschaften, welche die Kathode als fester Körper und als metallischer Leiter besitzt.

Fig. 1.

8. Die Lichterregung durch die Enden der negativen Strahlen ist nicht gleicher Art mit dem bei geringerer Verdünnung durch die Schichten des positiven Lichts in den umgebenden Wandungen hervorgerufenen Leuchten.

Vielmehr ergeben die Beobachtungen, dass die übrigens ebenfalls optischen Strahlen, welche dieses Leuchten anregen, von der ganzen Masse der Schichten ausgehen. Man erhält deshalb auch bei scharfer Zeichnung der Schichten und starken Helligkeitsabstufungen im Uebergange von der einen zur andern doch nur gleichmässig diffuses Leuchten der Wand längs der Säule der Schichten.

Was endlich den Charakter des Phänomens, um negatives wie um positives Licht, in optischer Beziehung anlangt, so dürfte wohl nicht zweifelhaft sein, dass man es hier mit einer Umwandlung hochbrechbarer Strahlen bzw. der in ihnen erfolgenden Schwingungen in Schwingungen von grösserer Wellenlänge zu thun hat, wie dies in den Erscheinungen der Fluorescenz und Phosphorescenz beobachtet wird. Auf Grund von Versuchen, welche mir schon früher zeigten, dass das Leuchten der festen Substanzen die Dauer der erregenden Entladungen beträchtlich übertrifft, spreche ich die beobachteten Wirkungen daher

als Phosphorescenzerscheinungen an, — im Gegensatz zu der bisherigen Auffassung als Fluorescenz.

Es ergab sich ferner, dass von den zahlreichen geprüften Substanzen nicht eine einzige auch in den dünnsten herstellbaren Schichten für diese Strahlen noch durchsichtig ist. Weder dünne Glashäutchen noch die nach Mascart für hochbrechbare Strahlen so durchsichtigen Krystalle von Kalkspat und Quarz liessen Spuren davon hindurch. Schliesslich wurde auf eine Glaswand, die direct von den Strahlen getroffen hell phosphorescirte, ein ausserordentlich dünnes Häutchen von Collodium abgelagert, indem ein Tropfen käuflichen Collodiums, nach starker Verdünnung mit Aether, rasch über das Glas ausgebreitet und dann abgedunstet wurde. Selbst diese Schicht, deren Dicke nur nach Hundertsteln eines Millimeters zu schätzen war, gab, als die elektrischen Strahlen auf sie fielen, auf der unmittelbar hinter ihr liegenden Wand einen so tintenschwarzen Schatten wie ein metallisch-undurchsichtiger Körper.

Ohne numerische Werthe angeben zu können, darf man also doch die Scala der Wellenlängen, innerhalb deren die Vibrationen des Aethers noch als Licht wirksam werden, als über die von Fizeau gefundene untere Grenze hinausgeschoben betrachten.

Ueber die Ersetzung einer Kathode.

Eine Kathode von beliebiger Form kann in allen bisher vergleichbaren Beziehungen ersetzt werden durch ein System enger und dichtgedrängter Poren in einer *isolirenden*, mit der Kathode congruenten Fläche. Zu näherer Erklärung gebe ich sogleich die Beschreibung eines mir noch vorliegenden Gefässes (Fig. 2 auf folg. Seite), in welchem eine cylindrische Kathode imitirt ist. Das Gefäss G setzt sich zusammen aus einer Kugel K mit der Elektrode a; an K schliesst sich das in den ca. 4^{cm} weiten Cylinder Z eingeschmolzene Rohr r; über r ist an seinem offenen, b zugewandten Ende der aus ungeleimtem steifen Papier gerollte Cylinder P geschoben, der durch eine Glaskuppe g am andern Ende verschlossen ist. Die ganze Fläche von P ist durch zahlreiche feine Nadelstiche durchbohrt, durch welche also eine Communication von K durch das hohle Innere von P nach Z bis zur Elektrode b herbeigeführt worden ist.

Wird das Gefäss nun evacuirt, *a* mit dem negativen, *b* mit dem positiven Pol des Inductoriums verbunden, so verhält sich der Papiercylinder, indem die Entladung aus den feinen Poren, von dem in diesen befindlichen Gase geleitet, heraustritt, qualitativ genau wie eine gleichgeformte Metallkathode. Ich habe die Vergleichung imitirter, durch ein Porennetz in Isolatoren ersetzter Kathoden nach dreizehn, so weit erkennbar, von einander unabhängigen Eigenschaften durchgeführt und überall die Deckung der Eigenschaften gefunden. Die magnetische Fläche Plücker's, die Phosphorescenzerregung durch die Enden des Lichts, die Umhüllung mit einem dunklen Raum nach der Seite des positiven Lichtes hin etc. finden sich sämmtlich an diesen imitirten Kathoden wieder. Statt Papier können auch Glasgewebe, und statt einer Isolatorsubstanz überhaupt auch isolirte Metalldrahtgewebe verwendet werden.

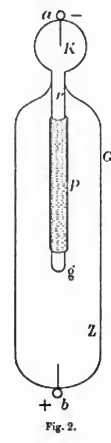


Fig. 2.

Diese Resultate wurden erhalten in Verfolgung der bereits erwähnten Erscheinung, dass der letzte Querschnitt eines in die Entladungsbahn eingeschalteten engern Rohres sich nach der Anodenseite hin wie ein neuer negativer Pol verhält. Hierbei stimmt das von dem secundären negativen Pol ausgehende Licht um so mehr mit dem Licht an der Metallkathode auch quantitativ überein, je mehr der Querschnitt des engern Rohres von dem des sich anschliessenden weitern Rohres sich unterscheidet; das von dem secundären Pol ausgehende Licht geht dagegen in positives Licht über, sobald der Querschnitt des engern Rohres nicht mehr viel kleiner ist als der des sich anschliessenden Theiles[1]). Wichtig ist nun die durch die imitirten Kathoden gemachte Erfahrung, dass, wenn die Summe der engen Oeffnungen einer solchen Kathode an Querschnitt auch dem Querschnitt des umschliessenden oder sich anschliessenden weitern Rohres gleich wird, alle Oeffnungen, so weit merklich, abgesehen von der Helligkeit doch ebensolche Wirkungen geben, als wenn jede nur allein vorhanden wäre.

1) Berl. Akad.-Ber. 1876 S. 280.

Die Grösse der einzelnen Oeffnungen, nicht der Gesammtquerschnitt der Entladung, ist also für die Effecte der Entladung hier maassgebend. Als ich die Poren imitirter Kathoden, die aber aus anderen Materialien als Papier gebaut wurden, enger machte, als dies an Papierkathoden zu erreichen war, wurde die Erscheinung mit den an eigentlichen Metallkathoden so ausserordentlich, selbst bis in die Farbennuance übereinstimmend, dass ich mehrmals die betreffenden Röhren aus einander nehmen und wieder mit vergrösserter Vorsicht zusammensetzen musste, um mich zu überzeugen, dass ich wirklich nur die Wirkungen von Poren, nicht von Metallkathoden, vor mir hätte.

Ueber das Wesen der Entladung in verdünnten Gasen.

Haben wir 1. ein Entladungsgefäss, worin der terminale Draht *b* die Anode, die flächenförmige Elektrode *a*, welche am andern Ende den Röhrenquerschnitt ausfüllt, die Kathode darstellt, so ist es sehr einfach, wie man dies ja allgemein thut, anzunehmen: die Elektricität (ich will den negativen Strom verfolgen) geht von *a* aus, durchläuft das negative Licht, tritt am Ende desselben in die erste Schicht des positiven Lichts, aus dieser in die zweite etc., bis sie so zur Anode gelangt.

Es sei nun aber 2. die Kathode *a* eine Fläche, ein Blechstreif z. B., dessen Ebene auf der Cylinderachse senkrecht steht, dessen Seiten aber beide frei im Gasraum liegen. Bei diesem Arrangement sendet *a* Strahlen nach der von der Anode *b* abgewandten Seite ganz ebenso aus wie in der direct nach *b* führenden Richtung. Die von *a* sich entfernenden Strahlen sind ebenso geradlinig, ebenso senkrecht zur Fläche *a* gerichtet, mit keiner Biegung versehen, wie die direct nach *b* gerichteten Strahlen, und sie dehnen sich, wenn die Verdünnung fortschreitet, beliebig weit in der von der Anode abgewandten Richtung in den Gasraum aus.

3. Ein fernerer Fall (Fig. 3): *a* ist eine Fläche, welche den Röhrenquerschnitt nicht ganz ausfüllt, um noch Platz für die daneben gestellte Anode *b* zu lassen.

+ *b* − *a*

Fig. 3.

Dann gehen die Strahlen des negativen Lichts nicht nach der ganz nahen Anode hinüber, sondern das negative Licht breitet sich, wie in der Figur dargestellt, ohne Rücksicht auf die Lage der Anode in geradlinigen

Strahlen durch die ganze Länge der Röhre (z. B. 25^{cm}) aus, ohne irgend welche sichtbare Verbindung mit der Kathode.

Wie gelangt nun in den durch 2. und 3. dargestellten beiden Fällen die Elektricität von einem Pole zum andern, bzw. in welcher Bahn pflanzt sich die elektrische Erregung hier fort? Die Strahlen des negativen Lichtes sind, wie schon Hittorf constatirte, elektrische Ströme, nicht etwa eine blosse Glüherscheinung, die sich um die Bahn der eigentlichen Entladung herum ausbreitet; das wird bewiesen durch das Verhalten der Strahlen gegen den Magneten, das dem Biot-Savart-Ampère'schen Gesetz bisher durchaus genügt. Man ist also genöthigt anzunehmen, dass die Strahlen dieses Lichtes uns die Bahn der Elektricität zeigen, dass die letztere somit von der Kathode aus zunächst den Weg bis an das Ende der negativen Strahlen durchläuft; soll nun der Strom — gleichviel ob wir darin den Transport bestimmter identischer Elektricitätstheilchen oder nur eine Fortpflanzung der Erregung von Molekül zu Molekül sehen — nach der Anode gelangen, so muss er in 3. denselben Weg, den er gekommen, wieder zurückgehen; in 2. würde für die nach *b* hin gerichteten Strahlen die bisherige Annahme des directen Uebergangs ausreichen, für die sonst ganz gleich beschaffenen von der Anode abgewandten Strahlen aber müsste man den Hin- und Hergang der Elektricität annehmen.

Irgend eine Wirkung dieser hypostasirten zurückkehrenden Ströme aber ist in keiner Weise zu bemerken. Der Magnet lenkt die elektrischen Strahlen nur so ab, wie es der von der Kathode nach dem Strahlenende hin fliessende Strom erfordert; der — vorläufig angenommene — zurückkehrende Strom bringt nicht die mindeste Lichterscheinung hervor, obgleich er im selben Medium und jedenfalls nicht in grösserem Querschnitt als der die ganze Röhrenweite ausfüllende hingehende Strom fliesst. Eine etwa von ihm veranlasste Lichterscheinung müsste aber erkennbar werden, wenn man durch Magnetisiren die gewöhnlich sichtbaren Strahlen, die des hingehenden Stromes, nach einer Seite der Röhre zusammendrängt; in dem freigewordenen Raume müsste dann ein etwaiger Lichteffect des hypothetischen zurückgehenden Stromes sich zeigen. Die Erfahrung zeigt aber, dass dieser Raum dunkel ist.

Es sei 4. die Kathode *a* wieder eine Ebene, deren Richtung der Cylinderachse parallel ist und welche durch die Mittelachse selbst geht. Dann sind die negativen Strahlen, wie immer, fast ausschliess-

lich senkrecht gegen die strahlende Fläche gerichtet, gehen also nach den Seitenwänden hin. Die Strahlen enden bei etwas höheren Dichten frei im Raume, bevor sie die Wand erreichen, bei geringern Dichten, sobald sie auf die feste Wand treffen. Ganz entsprechend ist die Erscheinung in dem sehr gewöhnlichen Falle, wo 5. ein Draht, in Richtung der Cylinderachse verlaufend, die Kathode darstellt. Auch hier sind die Strahlen nach den Seitenwänden und zwar im speciellen Falle in jedem Querschnitt des Cylinders genau radial gerichtet.

Hier müsste also die Elektricität erst in der Richtung der negativen Strahlen bis an deren Ende gehen und dann einen dazu senkrechten Weg einschlagen, um zur Anode zu gelangen, während wieder sowohl positives als negatives Licht ganz dieselbe Beschaffenheit haben wie in den früheren Fällen, wo wir entweder directen Uebergang oder Hin- und Hergang des Stromes annahmen.



Fig. 4.

Die Mannigfaltigkeit neuer Annahmen, deren man bedarf bei der Auffassung, dass der Strom (ich verfolge stets die Richtung des negativen Stromes) aus dem negativen Licht in die erste positive Schicht, dann in die zweite etc. bis zur Anode sich fortpflanzt, wird aber noch grösser, wenn man die Existenz des dunklen Raumes zwischen positivem und negativem Lichte berücksichtigt.

In den vorhergehenden Fällen wird der dunkle Raum nicht erwähnt; er verschwindet stets bei gewissen Verdünnungen, und ich habe der Einfachheit halber zunächst die jenen Verdünnungen entsprechenden Bilder skizzirt.

Ist die Kathode wieder eine zur Cylinderachse senkrechte Ebene *a*, die Anode eine am gegenüberliegenden Ende eingefügte beliebig geformte Elektrode *b*, so entspricht die Erscheinung der Entladung bei Vorhandensein des dunklen Raumes der Fig. 4[1]).

1) In den Figuren sind die verschieden gefärbten Schichten des Kathodenlichts durch verschiedene Schraffirung angezeigt: die erste, der Kathode nächste Schicht ist für Luft chamoisgelb, die zweite wasserblau, die dritte, die Hauptmasse des Lichts bildend, blau mit einem Stich nach Violett. Zwischen dem geschichteten positiven Licht und der Wandung liegt ein dunkler Raum, in weiteren Röhren bis zu mehrere

Der dunkle Raum stellt nicht, wie man mehrfach angenommen, die Verlängerung der bei ihrer Ausbreitung an scheinbarer Helligkeit verlierenden negativen Strahlen dar: die negativen Strahlen haben die Eigenschaft der geradlinigen Ausbreitung und werden durch eine feste Wand begrenzt, — sie können also nicht um eine Ecke gehen. Die mit gebogenen Cylinderröhren gewonnenen, in Fig. 5 und 6 dar-

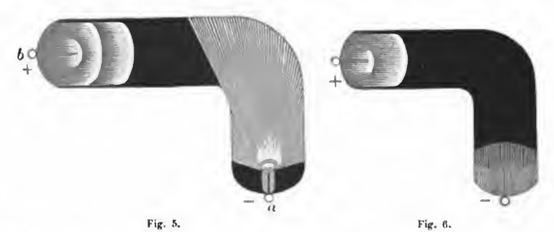


Fig. 5. Fig. 6.

gestellten Entladungsbilder bedürfen daher wohl keiner weitern Erläuterung, um zu beweisen, dass der dunkle Raum nicht als die Fortsetzung des Kathodenlichts angesehen werden kann und auch für sich keine geradlinige Ausbreitung besitzt.

Man muss also, wenn man annimmt, dass der Strom des Kathodenlichts sich zur ersten positiven Schicht fortpflanzt, annehmen, dass der Strom zwischen beiden eine Strecke weit in einer neuen Form der Leitung verläuft.

Ich kehre zu der ungebogenen Röhrenform (Fig. 4) zurück. Verdünnt man von da ab, wo der dunkle Raum aufgetreten ist, das Gas weiter, so weichen die positiven Schichten langsam gegen die Anode hin zurück; gleichzeitig verlängern sich die Strahlen des Kathodenlichts, und zwar schneller als die positiven Schichten zurückweichen. Man kommt so zu einer Dichte, bei welcher der dunkle Raum durch stete Verkleinerung verschwunden ist und das negative Licht unmittelbar an die erste Schicht des positiven Lichts heranreicht.

Jetzt würde man annehmen müssen, dass die neue Form der Leitung ganz weggefallen ist, obwohl in den sichtbaren Theilen der

---

Millimeter Breite, den die bisherigen Beschreibungen noch nicht erwähnen. — Um die Figur nicht übermässig lang werden zu lassen, ist in Fig. 4 die dritte Schicht des Kathodenlichts weniger dick gezeichnet worden, als sie sich verhältnismässig bei der Gasdichte, auf welche die Abbildung sich bezieht, zeigt.

Entladung mit Vernachlässigung der geringen Verschiebung der positiven Schichten inzwischen keine Aenderung eingetreten ist, als dass die negativen Strahlen sich verlängert haben; ihre Eigenschaften wie die der positiven Schichten sind ganz dieselben wie vorher.

Ich verdünne nun noch weiter: Die positiven Schichten weichen wieder zurück, die Strahlen des Kathodenlichts verlängern sich und wieder schneller als die positiven Schichten zurückweichen. Das negative Licht w ä c h s t j e t z t i n d i e S c h i c h t e n h i n e i n, während seine Eigenschaften ungeändert bleiben, sich n i c h t mit denen des positiven Lichts, mit dem es sich gegenseitig durchdringt, ausgleichen.

Man kann den Beweis für das Eindringen des negativen Lichts in das positive auf verschiedene Weise führen. In Fig. 7, welche den Durchschnitt eines aus 3 Cylindern zusammengesetzten Gefässes darstellt, ist die Kathode *a* der Querschnitt eines an der Längsseite mit Glas umschmolzenen dickern Drahtes. Ist der neben *a* stehende Draht *c* die Anode, so wird, ausser ganz dicht an der Anode, und auch da nur bei den allergeringsten Dichten, in der Röhre kein positives Licht entwickelt; das Kathodenlicht aber breitet sich, ohne Rücksicht auf die Nähe der Anode (wie bei Fig. 3 S. 317), durch das ganze Gefäss aus, so weit geradlinig von *a* ausgehende Strahlen dasselbe durchsetzen können. In den weitesten der 3 Cylinder, Z_3, dringt so ein Strahlenbündel, dessen Durchmesser durch die Weite der Communicationsöffnung bestimmt wird. Das Strahlen-

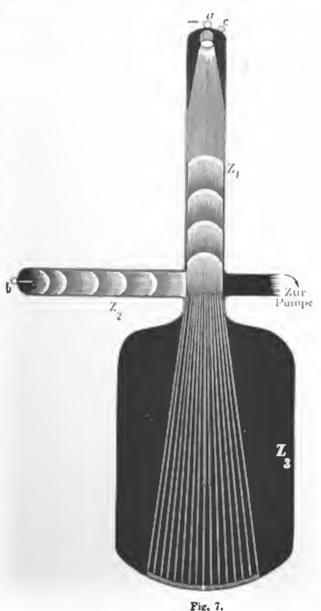


Fig. 7.

bündel dringt bei fortgesetzter Verdünnung bis zum Boden B durch, und seine Strahlenenden erregen dort helle grüne Phosphorescenz des Glases auf einer Kreisfläche, welche der Durchschnitt von B mit dem eingedrungenen Strahlenbündel ist.

Löst man nun c von der Verbindung mit dem Inductorium und macht, während a Kathode bleibt, b in dem zweiten Cylinder Z_2 zur Anode, so erscheint (der abgebildete Fall) eine lange, geschichtete Säule positiven Lichts, welche einige Centimeter oberhalb der Mündung von Z_1 beginnt und nach Z_2, diesen Theil ganz erfüllend, zur Anode b sich fortsetzt. Z_3 bleibt wie vorher von positivem Lichte frei. In Z_1 aber ist das Bündel blauen Lichts und am Boden B die phosphorescirende Kreisfläche, wie vorher, unverändert sichtbar: der zu unmittelbarer Anschauung gebrachte Beweis, dass das Kathodenlicht in positives Licht ein- und hindurchdringt.

(Die grüne Kreisfläche verschwindet, sobald statt a der Draht c oder b, kurz irgend eine Elektrode zur Kathode gemacht wird, deren Strahlen eine andere Richtung als die von a ausgehenden haben.) Die (quantitativen) Differenzen, welche positives und negatives Licht sonst zeigen, bleiben bei ihrer Mischung bestehen, gleich als ob in dem gemeinsam erfüllten Raume jedes von beiden gesonderte Existenz und Zusammenhang in sich hätte.

Die Annahme, dass die Entladung aus dem negativen Licht sich in die dem negativen Pol nächste positive Schicht, dann in die zweite Schicht etc. fortpflanze, zwingt also zu der weitern Annahme, dass die Entladung bei der zuletzt betrachteten Phase, nachdem sie das negative Licht bis an sein (in das positive Licht eingesenkte) Ende durchlaufen, wieder zurückspringt, um nun die erste positive Schicht zu bilden, und dann wieder den schon einmal als negatives Licht zurückgelegten Weg nun unter ganz denselben Verhältnissen als positives Licht noch einmal zurücklegt.

Aber selbst hiermit ist die Complication neuer Annahmen, zu welcher die auf den ersten Blick so einfache, sonst adoptirte Vorstellung von der Entladung führt, noch nicht erschöpft. — Ich habe mich überzeugt, dass auch das secundäre negative Licht, welches an Verengungen der Röhren nach der Anode hin ausstrahlt, in das hinter der Verengung folgende positive Licht eindringt; wir würden also das Zurückspringen der Elektricität und ihren Verlauf einmal als

positives, einmal als negatives Licht ebenso oft in jeder Röhre haben, als dieselbe Verengungsstellen besitzt.

Hat man nun als Kathode wieder, wie in Fig. 8, eine senkrecht zur Cylinderachse gerichtete Ebene, von der die Kathodenstrahlen sich also in der Längsrichtung des Cylinders ausbreiten, so würde man, da die Kathodenstrahlen bei genügender Verdünnung des Gases auch durch den Cylinder II sich ausdehnen, folgenden Gang der Elektricität haben: zunächst von *a* aus ans Ende der bis tief in II hineinreichenden Kathodenstrahlen, dann rückwärts zum Beginn des bei *r* sich inserirenden secundären negativen Büschels; in den Strahlen desselben wieder nach vorwärts (zur Anode hin), und von den Enden der Strahlen, die in das positive Licht eindringen, nochmals rückwärts zur ersten positiven Schicht, um von da zum dritten Male dieselbe Bahn zu gehen.

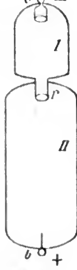


Fig. 8.

Das secundäre negative Licht geht nun aber, wenn der Querschnitt der Verengung sich der Weite des (nach der Anode hin) anstossenden Röhrentheils nähert, continuirlich in eine Schicht des positiven Lichtes über, und besondere Versuche lassen schliessen, dass bei geringen Dichten auch die Schichten in einander sich ausbreiten, länger sind als ihre scheinbaren Intervalle.

Wie die Complication der an die gewöhnliche Vorstellung von der Entladung sich anschliessenden Annahmen dadurch weiter vermehrt wird, brauche ich nicht auszuführen. —

Ich glaube nicht, dass man den bis hierher geschilderten Erscheinungen gegenüber, deren Aufzählung sich noch so sehr erweitern liesse, die gemeingültigen Anschauungen für sehr plausibel halten und um der Conservirung dieser Anschauungen willen ein halbes Dutzend neuer Annahmen über unsichtbare Vorgänge unterschreiben wird, deren Realität sich in keiner erkennbaren Wirkung nachweisen lässt. Speciell die am meisten adoptirte convective Auffassung des Entladungsvorganges dürfte in den Erfahrungen über die gegenseitige Durchdringung der verschiedenen Theile der Entladung eine entschiedene Widerlegung finden. —

Durch vieles Vergleichen und die Berücksichtigung aller anscheinend wesentlichen Phänomene des Gebiets bin ich zu folgender Auffassung gelangt:

Das Kathodenlicht, jedes Büschel von secundärem negativen Licht sowie jede einzelne Schicht des positiven Lichts stellen jedes für sich einen besondern Strom dar, der an dem der Kathode zugewandten Theile jedes Gebildes beginnt und am Ende der negativen Strahlen bzw. der Schichtkörper schliesst, ohne dass der in einem Gebilde fliessende Strom sich im nächsten fortsetzt, resp. ohne dass die Elektricität, welche durch eines fliesst, auch der Reihe nach in die andern eintritt.

Ich vermuthe also, dass ebenso viel neue Ausgangspunkte der Entladung auf einer zwischen zwei Elektroden gelegenen Gasstrecke vorhanden sind, als dieselbe secundäre negative Büschel oder Schichten zeigt, dass, wie nach wiederholt erwähnten Versuchen alle Eigenschaften und Wirkungen der an der Kathode auftretenden Entladung sich am secundären negativen Lichte und den einzelnen positiven Schichten wiederfinden, auch der innere Vorgang an diesen wie an jener derselbe sei.

Diese Auffassung löst dann, wie ich unten kurz zeigen werde, alle frühern Schwierigkeiten und macht die vorhin nöthigen mannigfaltigen Hilfshypothesen sämmtlich entbehrlich. Die gemachte Annahme schafft aber nicht nur ein einfaches einheitliches Bild der zahlreichen Erscheinungen, die zunächst zu ihr führen, sondern es gibt noch eine grosse Anzahl von andern Erscheinungen, welche mit dieser Annahme ausserordentlich gut harmoniren, ja theilweise sie nicht nur als zulässig, sondern sogar als nothwendig erscheinen lassen.

Da nach oft angezogenen Versuchen das positive Licht nichts ist als eine Umbildung des negativen, so werde ich auch beim positiven Lichte von Strahlen des elektrischen Lichts sprechen und darunter den Inbegriff der leuchtenden Theilchen verstehen, welche auf einer Linie liegen, die die Richtung der Fortpflanzung von irgend einem Punkte in der nach dem negativen Pol gekehrten Grenzfläche der Schicht bis an die zweite Grenzfläche darstellt.

Aus meinen Versuchen habe ich nun den Satz abstrahiren können:

Die Eigenschaften, welche die Entladung in einem bestimmten Punkte ihrer Bahn zeigt, hängen nicht sowohl ab von den Verhältnissen an dem betrachteten Punkte selbst, als vielmehr von den Verhältnissen an der Stelle, von welcher der durch den betrachteten Punkt gehende Strahl seinen Ursprung nimmt.

Oder etwas anders ausgedrückt: Ein elektrischer Strahl hat in seiner ganzen Länge die Eigenschaften, welche die Entladung an seiner Ursprungsstelle besitzt und welche durch die Beschaffenheit dieser Ursprungsstelle bedingt sind.

Wenn z. B. zwei elektrische Strahlen in ganz gleich weiten, gleichgeformten Theilen desselben Entladungsgefässes verlaufen, dabei auch in Medien von genau identischer chemischer und physikalischer Beschaffenheit, so sind ihre Eigenschaften verschieden, wenn der Ursprung des einen Strahls in dem betrachteten Röhrenstücke selbst liegt, der andere aber von der Grenzstelle zwischen diesem Stück und einem andern von kleinerer Weite entspringt.

Schon das angeführte Beispiel lässt erkennen, dass hierher auch alle die Erscheinungen über den Einfluss der Querschnittsänderung auf den Charakter des Lichts als positiven oder negativen Lichts gehören [1]).

Ich will versuchen, durch ein frappantes Beispiel den angezogenen Satz anschaulich zu machen. In weiteren, mit Luft gefüllten Röhren, z. B. Cylindern von 2^{cm} und mehr Weite, hat das geschichtete positive Licht eine gelbrothe Farbe und gibt prismatisch analysirt das von Plücker und Hittorf beschriebene und abgebildete, aus zahlreichen hellen, dichtgedrängten Banden bestehende Spectrum des Stickstoffs. Enge Cylinder dagegen zeigen bei denselben Dichten, wo weite gelbroth sind, blaues Licht, dessen Spectrum nur wenige der Banden deutlich erkennen lässt, welche das Spectrum des gelbrothen Lichts constituiren.

Lässt man nun zwei weite Cylinder durch ein etwa $1^1/_2{}^{mm}$ weites Röhrchen communiciren, wie in Fig. 9 auf folg. Seite, so sind alle positiven Schichten in den beiden Cylindern gelbroth, und das Licht des engen Röhrchens ist blau. Von der der Anode zugewandten Oeffnung des Röhrchens aber breitet sich in den weiten Cylinder secundäres negatives Licht aus, dessen Strahlen in der Verlängerung des engen Röhrchens ganz dieselbe blaue Farbe und dasselbe Spectrum zeigen wie das gesammte Licht des engen Röhrchens, von dessen Ende sie entspringen.

Verlängern sich mit wachsender Verdünnung die Strahlen des secundären negativen Lichts, so zeigt auch die zukommende Verlängerung stets die blaue Farbe, und blaues Licht mit seinem eigen-

1) Monatsber. d. Berl. Akad. 1876 S. 279.

thümlichen Spectrum kann so an jeder vorher von gelbrothem Licht eingenommenen Stelle des Cylinders erscheinen, wenn die secundären negativen Strahlen bis zu dieser Stelle sich ausdehnen. Die dicht daran stossende erste positive Schicht zeigt gelbrothes Licht.

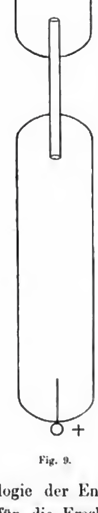


Fig. 9.

Verbindet man mehrere hinter einander liegende gleich weite Cylinder durch verschieden weite in die Cylinder hineinragende Röhrchen von geringem Lumen, so besitzt das Blau, welches die engen Röhrchen bei geringer Dichte zeigen, je nach ihrem Lumen eine verschiedene Sättigung, indem mit zunehmender Weite sich Gelbroth dem Blau beimengt.

Aus jedem Röhrchen tritt nun in dem nach der Anodenseite angrenzenden weitern Cylinder ein Complex von secundärem negativen Licht, und namentlich der in der Verlängerung des Röhrchens selbst verlaufende Mitteltheil eines jeden hat gerade dasjenige Blau (und zwar in seiner ganzen, mit der Verdünnung immer zunehmenden Länge), welches dem engen Röhrchen entspricht, von dem die secundären negativen Strahlen entspringen.

Dagegen zeigen die positiven Schichten in sämmtlichen Cylindern genau identische gelbrothe Färbung.

Man wird gestehen müssen, dass diese mit zahlreichen analogen Erscheinungen ganz den Eindruck machen, als stellte jedes secundäre negative Büschel eine Bewegung dar, welche an der Ursprungsstelle des Büschels erregt, sich von da aus auf das angrenzende Medium überträgt; so weit die Erregung sich fortpflanzt, nimmt also jedes ergriffene Theilchen die charakteristische Bewegungsform an, welche an der Ursprungsstelle der Büschelstrahlen erzeugt ist — während bei einer Analogie der Entladung mit der Leitung in Metallen und Elektrolyten für die Erscheinung in jedem Punkte nur die Verhältnisse an dem Punkte selbst maassgebend sein könnten.

Je enger die zwischen den weiteren Gefässen eingeschalteten Röhrchen sind, desto reiner wird, wie erwähnt, ihr Blau und desto

mehr treten in dem vor ihrem Licht gelieferten Spectrum alle Banden desselben bis zum Erlöschen zurück, ausser 4 ganz bestimmten, in denen fast alles Licht sich concentrirt.

Man versteht jetzt, weshalb in einem gleichmässig weiten Gefäss, dessen positives Licht durchweg gelbroth ist, die Umgebung der Kathode aus blauem Licht besteht. Wir sahen, dass eine Kathode angesehen werden kann als ein System feiner leitender Poren in einer sonst isolirenden Oberfläche; das Kathodenlicht muss also dann aus Strahlen bestehen, welche die Eigenschaften des Lichts sehr enger Röhren besitzen, und in der That stimmt nicht nur die Farbe der Kathodenstrahlen mit dem Blau enger Röhren überein, sondern das Spectrum des Kathodenlichts besteht auch gerade aus denselben 4 Banden mit denselben Nebenmaximis in analoger Helligkeitsvertheilung, welche dem Blau der engen Röhren angehören.

Die von mir oben S. 324 ausgesprochenen Vermuthungen über den wahren Charakter einer anscheinend einfachen Entladung zwischen zwei Metallelektroden werden nun aber namentlich, wie mir scheint, unterstützt durch die Art der Einwirkung des Magneten auf die Entladung. Es geht daraus in der That hervor, dass jedes negative Büschel wie jede positive Schicht ein einheitliches Ganze für sich bildet.

Jedes negative Büschel nämlich, Kathodenlicht wie secundäres negatives Licht, sowie jede einzelne positive Schicht rollt sich bei der Magnetisirung jede für sich zu einer einzigen magnetischen Curve zusammen, und zwar ganz unabhängig von der Ausdehnung, welche die Büschel und Schichten im unmagnetisirten Zustande zeigen. Ein 30^{cm} langes negatives Büschel rollt sich ebenso nur zu einer einzigen magnetischen Curve zusammen wie eine Schicht von 2^{mm} Länge[1]).

1) Die aus dem positiven Licht gebildeten magnetischen Curven sind in der Nähe der Kathode und in der Nähe von secundären negativen Polen wie in Fig. 9 sehr deutlich in grosser Ausdehnung unterscheidbar. Dass man sie in den übrigen Theilen des abgelenkten positiven Lichts nicht in gleicher Weise wahrnimmt, liegt, wie ich schon in den Monatsber. d. Berl. Akad. 1876 S. 282 bemerkte, an der Wandkrümmung der gewöhnlich benutzten Gefässformen. Die vom Magneten ausgeübten verschiebenden Kräfte treiben die Entladung, und somit die aus ihren Schichten gebildeten magnetischen Curven, nach der Gefässwand hin; ist die letztere nun in der Ebene der magnetischen Curve im selben Sinne stärker gekrümmt als die Curve — wird die Wand von der Curve also geschnitten, — so kann die magnetische Curve nur so weit sichtbar bleiben, als sie im freien Gasraum zwischen den beiden Schnittpunkten liegt. Durch diese Begrenzung seitens der geschnittenen Wand

Ebenso gibt das von einem bestimmten Punkte ausgehende Büschel, das bei einer bestimmten Länge eine einzige Curve bildet, wenn es durch Verdünnung auf die dreifache, fünffache, zehnfache Länge gebracht ist, doch immer nur eine einzige Curve, indem stets das Büschel, z. B. bei der äquatorialen Stellung gegen die Magnetpole, sich von den Enden seiner Strahlen her einrollt, und indem die Windungen immer näher dem Ausgangspunkte liegende Theile des Strahls ergreifen, wird schliesslich die ganze Länge der Strahlen in die durch den Ausgangspunkt der Strahlen gehende magnetische Curve zusammengezogen.

Ganz ebenso rollen die positiven Schichten, welche ja Büschel secundären negativen Lichts darstellen, die aus einem Rohr in ein unendlich wenig weiteres eintreten, sich von ihren nach der Anode hingewandten Enden nach derjenigen Stelle hin auf, welche bei der erwähnten Auffassung als der Ausgangspunkt ihrer Strahlen zu betrachten ist: das ist die dem negativen Pol zugewandte Grenze der Schichten. Diese Grenze braucht in dem Gefässraum unter verschiedenen experimentellen Bedingungen nicht immer fixe Lage zu behalten; trotzdem rollen die Strahlen sich stets gegen den jeweiligen Ort ihres Ausgangspunktes hin auf.

Sehr charakteristisch ist die Erscheinung, wenn im unmagnetisirten Zustande das Kathodenlicht bereits tief in das positive Licht, über die erste Schicht derselben hinaus, eingedrungen ist.

Das Ende des Kathodenlichts liegt dann also weiter von der Kathode ab als das Ende der ersten, und je nach der Verdünnung auch der zweiten, dritten etc. positiven Schicht.

Gleichwohl rollt sich das Ende der Kathodenstrahlen bei der Magnetisirung bis zur Kathode hin in die durch letztere gehende magnetische Curve zusammen, und erst durch einen dunklen Zwischenraum getrennt folgt nach der Seite der Anode hin eine Curve, in welcher alle Strahlen der ersten positiven Schicht zusammengerollt sind, dann eine Curve der zweiten etc.

---

wird jede an die Wand getriebene magnetische Curve auf eine kurze, mehr oder weniger nahe punktförmige Strecke reducirt. Die Summe der zu den auf einander folgenden Curven gehörigen Lichtpunkte gibt jene schmale Linie, als welche das magnetisirte positive Licht im grössten Theile seines Verlaufs gewöhnlich erscheint; bisher als ein einheitlich abgelenkter (an beiden Enden fixirter) Stromfaden angesehen, ist diese Linie vielmehr als eine Aufeinanderfolge kurzer magnetischer Curven zu betrachten.

Es zeigt dies, dass nicht die absolute Lage und Ausdehnung der Strahlen ihre Einstellung durch den Magneten bedingt, sondern die enge Beziehung, welche zwischen allen Punkten eines Strahls und seinem Ausgangspunkte besteht, durch welche jeder von einem bestimmten Punkte entspringende Lichtcomplex als ein einheitliches zusammenhängendes Ganze erscheint.

Im Sinne der hier vertretenen Vermuthungen setzen die auf einander folgenden Schichten der Entladung sich nicht in einander fort, auch wenn sie durch die Verlängerung ihrer Strahlen dicht an einander grenzen oder sich sogar theilweise räumlich decken. Wenn jede einzelne Schicht demnach zu einer einzelnen Curve zusammengewickelt wird, so werden diese Curven im Allgemeinen distinct sein müssen, nicht, wie es bei einer Fortsetzung des Stromes aus einer in die andere der Fall wäre, zu einer zusammenhängenden Lichtfläche zusammenfliessen.

In der That beobachtet man, wenn der Magnet die Schichten zu magnetischen Curven zusammengerollt hat, dass die Curven getrennt erscheinen und dass zwischen jeder und der auf sie folgenden sich ein dunkler Zwischenraum befindet.

Nur wenn die Verdünnung so gross und der Entladungsraum so eng ist, dass schon vor der vollständigen Magnetisirung der Schichtung das Licht sich verwischt, zeigt auch das magnetisirte Licht in dem betreffenden Röhrentheil keine deutliche Sonderung der Curven mehr.

Die stärkste Stütze findet, wie mir scheint, die Annahme einer Mehrheit unter sich zusammenhangsloser Ströme für die die Elektroden verbindende Entladung durch die Betrachtung der speciellen Form der magetischen Einwirkung auf die elektrischen Strahlen. Für die Kathodenstrahlen wurde die Art dieser Einwirkung schon durch Hittorf (Pogg. Ann. Bd. 133 S. 213 ff.) ermittelt und dargestellt; in meinen Versuchen ergab sich dann, dass die von Hittorf gefundenen Resultate entgegen den seit Plücker gültigen Anschauungen auch für jede einzelne positive Schicht maassgebend sind, im Einklang mit dem nun schon oft berührten Ergebnis, dass jede Schicht als ein modificirter Complex von negativem Licht zu betrachten ist.

Nehmen wir nun zunächst an, die Entladung bilde wirklich von der Kathode bis zur Anode einen einzigen Strom. Dann wird der Magnet z. B. in der äquatorialen Lage auf die Entladung wirken wie

auf einen an seinen beiden Enden (hier den Elektroden) fixirten ausdehnsamen, biegsamen Leiter, der in derselben Lage von einem entsprechend gerichteten Strom durchflossen wird.

Die Form der magnetisirten Lichtsäule wird dann ein in der Aequatorialebene von einer Elektrode zur andern sich hinüberschwingender Bogen sein, aber niemals würde der Strom sich zu einer magnetischen Curve aufwickeln.

Würde der Magnet jedoch auf einen Leiter wirken, der am einen Ende fixirt, am andern aber ohne Zusammenhang, frei ist, so würde die Bewegung eines solchen Leiters genau der eines magnetisirten Kathoden- oder Schichtenstrahls entsprechen, und ein Büschel solcher von einem festen Punkt ausgehender, am zweiten Ende sämmtlich freier linearer Leiter würde magnetisirt genau die Formen eines einzelnen von einem Punkt ausgehenden Büschels Kathodenlicht z. B. zeigen.

Die magnetische Curve, in die ein solches Büschel sich zusammenrollt, kommt nämlich nach Hittorf's Untersuchungen, die ich aus häufiger Wiederholung bestätigen kann, in folgender Weise zu Stande.

Das Büschel besteht aus einem Vollkegel divergenter Strahlen. Die nahe um die Achse gelagerten Strahlen des Kegels heben sich durch grössere Helligkeit stets von den weiter nach aussen gelegenen deutlich ab; liegt also die Kegelachse genau äquatorial, so kann an dem hellen Mittelbüschel die Bewegung der Strahlen gegen den Magneten bei äquatorialer Einwirkung erkannt werden.

Dieses Büschel nun geht mit wachsender Stärke des Magnetismus aus einem geraden Lichtfaden in eine zuletzt äusserst enge, ebene Spirale über, deren Ebene mit der Aequatorialebene selbst zusammenfällt. Bei grosser Stärke des Magneten liegt der Durchmesser der Spirale schliesslich unterhalb 1^{mm}, so dass sie als nahe ein Lichtpunkt erscheint.

Liegt die Kegelachse aber schräg gegen die Aequatorialebene, so zeigen die Deformationen des hellen Mittelbüschels die Einwirkung des Magneten auf diejenigen Strahlen, welche grössere Winkel mit der Aequatorialebene bilden. Ein solches schräges Bündel rollt sich magnetisirt zu einer Schraubenspindel auf, deren Windungen um so höher sind, je grösser der Winkel der Strahlen gegen die Aequatorialebene, und um so enger, je näher sie dem Magnetpol liegen.

Mit wachsender Stärke des Magnetismus legen sich die Windungen dieser Schraubenlinien, von denen die vorerwähnte ebene Spirale einen

speciellen Fall bildet, immer enger um die magnetische Curve, welche durch den Ausgangspunkt der Strahlen geht, und gehen für das Auge schliesslich in sie über. Eigentlich ist die magnetische Curve also nur die geometrische Achse der wahren Form des magnetisirten Lichts.

Man sieht aus dem Angeführten, dass die Formen der magnetisirten Strahlen die sind, welche ein von einem gleichgerichteten Strome durchflossener, gegen den Magnet gleichgelagerter, mit einer gewissen Steifigkeit begabter, linearer Leiter annehmen muss, wenn derselbe einseitig fixirt, am andern Ende aber frei ist.

Wirkte nun der Magnet auf einen aus mehreren in Richtung des Stroms auf einander folgenden Stücken zusammengesetzten Leiter, welche Stücke sämmtlich am einen, dem negativen Pol zugewandten Ende fest, oder wenigstens senkrecht zur Stromrichtung schwer verschiebbar, am andern Ende aber frei wären, so würde ein solches System, indem es sich in ebenso viel einzelne magnetische Curven deformirte, als einzelne Ströme vorhanden sind, genau die Erscheinungen zeigen, welche die geschichtete Entladung gegenüber dem Magneten darbietet. Diese Erscheinungen wären hingegen unmöglich, wenn alle Schichten zusammen einen einzigen an Kathode und Anode sich inserirenden Strom bildeten.

Unmittelbar anschaulich zeigt sich die Zusammenhangslosigkeit der einzelnen Theile der Entladung, z. B. des Kathodenlichts mit der ersten Schicht des positiven Lichts, hierbei noch in Folgendem:

Wenn die Kathodenstrahlen sich spiralig einrollen, so folgt die erste Schicht des positiven Lichts keineswegs dem Ende des negativen Strahls auf seinen Umläufen, sondern die Schicht bleibt ausserhalb der ganzen Spirale, an ihrer der Anode zugewandten Seite, ohne mit dem im Innern der Spirale liegenden Strahlenende irgend welche Berührung zu haben.

Analog verhält sich jede Schicht gegen die nach der negativen Seite voraufgehende Schicht des positiven Lichts.

Wie die von mir angedeutete Ansicht die oben dargelegten, aus der bisher üblichen Auffassung fliessenden Schwierigkeiten beseitigt, übersieht man schliesslich leicht.

Von der Kathode, wie von einer Anzahl zwischen den beiden Elektroden liegender Punkte, welche den Grenzen der positiven Schichten nach der Kathode hin entsprechen, gehen ungeschlossene

Ströme aus, die auf ihrem Wege das verdünnte Gas zum Leuchten bringen, um so weiter reichend, je grösser die Verdünnung ist. Ist nun bei nicht sehr grosser Verdünnung die Länge der von der Kathode ausgehenden Entladung noch kürzer als das Intervall zwischen der Kathode und der nächsten Entladungsstelle (von der die erste positive Schicht ausgeht), so muss zwischen Kathodenlicht und erster positiver Schicht sich ein von keiner Entladung durchflossener Raum befinden, in welchem also auch kein Entladungslicht auftritt, der sogenannte dunkle Raum.

Wächst die Stromlänge der Kathodenentladung bei der Verdünnung, so dass sie gleich dem Intervall zwischen Kathode und der nächsten Entladungsstelle wird, so erreichen die Kathodenstrahlen das positive Licht, — der dunkle Raum ist verschwunden.

Wird die Stromlänge der Kathode noch grösser als jenes Intervall, so setzt das Kathodenlicht sich in denjenigen Raum fort, in den von der zweiten Entladungsstelle her ebenfalls ein Strom sich ergiesst, — das Kathodenlicht ist in das positive Licht hineingedrungen.

Ganz ebenso erklärt sich dann die Entstehung des dunklen Raumes zwischen jedem Büschel secundären negativen Lichts und der darauf folgenden Schicht; es erklären sich die dunklen Räume, welche die Schichten zwischen einander bei relativ geringen Verdünnungen zeigen, während sie bei stärkerer Evacuation unmittelbar an einander stossen etc.

Ebenso enthalten die unter die bisherigen Anschauungen nicht zu rubricirenden Erscheinungen, die S. 317—323 für verschieden geformte und gelagerte Kathoden angeführt wurden, jetzt nichts Räthselhaftes mehr, und von einem Hin- und Hergehen der Elektricität, von wiederholten Zickzackbahnen der letztern, von einer neuen lichtlosen Entladungsart etc. braucht, wie man sieht, jetzt keine Rede mehr zu sein.

Kleinere Mittheilungen.

Zum elektrischen Verhalten der Flamme.

Von
W. Holtz.

(Nachtrag.)

Es hat sich herausgestellt, dass die Beschaffenheit der Brennerröhren und ihrer Aufsatzstücke für das Gelingen der ehedem mitgetheilten Versuche doch wesentlicher ist, als mir hervorzuheben nöthig schien. Ich erfuhr dies erst kürzlich, als ich jene Versuche in einem fremden physikalischen Cabinete mit den dort vorhandenen Mitteln wiederholen wollte. Die feine Ausflussöffnung muss nicht zu klein oder nicht zu lang sein, so dass sich bei vollständiger Oeffnung des Hahnes bei gewöhnlichem Gasdruck eine Flamme von mindestens 8^{cm} erzielen lässt. Die fragliche Oeffnung meiner Röhre beträgt nach genauer Messung $0{,}8^{mm}$, aber sie mag eher ein wenig grösser als kleiner zu wählen sein. Diejenige Röhre ferner, welche in ihrer ganzen Weite zum Ausflusse dienen soll, muss nicht zu dünnwandig sein, damit an ihrer oberen Kante weniger leicht eine Ausstrahlung erfolgen kann. Die Röhrenwand der meinigen ist fast $1{,}2^{mm}$ dick, und daneben sind die scharfen Kanten ein wenig verrundet. Endlich muss auch der Blechteller, welcher als Aufsatz eines gewöhnlichen Brenners fungiren soll, an seiner Peripherie genügend verrundet sein, etwa so, dass die Kante nicht einfach nach unten, sondern daneben noch etwas nach innen gebogen ist. Je nach dem sonstigen Arrangement der Versuche möchten diese Einzelheiten bald mehr, bald weniger in die Wage fallen.

A. Terquem's neuer Gasbrenner und Lampe für monochromatisches Licht.

(Angemeldet beim deutschen Reichspatentamte P. A. Nr. 34076.)

A. Der Gasbrenner.

Die Lampe, welche eine Abänderung der Bunsen'schen und wie diese zur Hervorbringung höherer Temperaturen bestimmt ist, hat nach Fig. 1 folgende Einrichtung. Auf einem eisernen Fusse ist das messingene Gaszuleitungsrohr mit der Ausströmungsspitze *b* befestigt. Ueber derselben steht das Brennerrohr *a*, welches durch die Schraube *f* an den beiden Tragsäulen *d*, *d* je nach Bedürfnis in gewissen Grenzen auf und nieder bewegt werden kann. Der Vortheil dieser Construction ist der, dass der Luftzutritt nicht von der Seite, sondern von unten her gleichmässig erfolgt, wodurch eine bessere Mischung der Luft mit dem Gas erzielt wird. Es sei zugleich hier bemerkt, dass diese Art der Luftzuführung bereits vor Jahren von Vogel empfohlen worden ist. Am oberen Ende des Brennerrohres sind im Innern desselben zwei sich kreuzende vertical stehende Metallblättchen an der Wand der Röhre befestigt. Dieselben theilen, indem sie ein Stück über der Brennerröhre vorstehen, die Oeffnung in vier gleiche Theile.

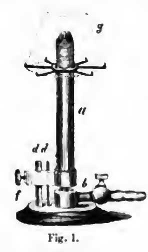


Fig. 1.

Soll die Lampe in Gebrauch genommen werden, so schiebe man das Brennerrohr *a* dicht auf das Gaszuleitungsstück, zünde das ausströmende Gas an und ziehe das Rohr wieder in die Höhe, bis an der Basis der Flamme vier kleine Kegel von blaugrüner Farbe entstehen. Entzündet man das Gas, ohne das Brennerrohr niederzuschieben, so tritt leicht ein Zurückschlagen der Flamme ein.

Der Vorzug dieser Lampe vor der Bunsen'schen ist der, dass die Flamme durch Spaltung an ihrer Basis in allen ihren Theilen eine gleichmässige und bedeutend höhere Temperatur erhält. Die Hitze des Brenners ist eine so hohe, dass ein Kupferdraht von 1,5^{mm} Stärke an jeder Stelle der Flamme zum Schmelzen kommt, was einer Temperatur von ca. 1100° C. entspricht.

Ein Platintiegel mit dieser Lampe erhitzt wird über und über glühend, und sehr strengflüssige Salze wie Kochsalz, Borax, phosphor-

saures Natron etc. können rasch zum Schmelzen gebracht werden. Da ausserdem die Gase innerhalb der Flamme über den oben erwähnten blaugrünen Kegeln nur aus Kohlensäure, Kohlenoxyd, Stickstoff (und Wasserdampf) bestehen und keine Kohlenwasserstoffe mehr enthalten, so greifen sie die Oberfläche des Tiegels nicht an. Ferner kann man mit dieser Lampe auch Apparate, welche die Flamme nicht berühren sollen, heizen, indem man auf die verticalen Scheidewände des Brennerrohres eine gewölbte Kupferscheibe steckt, welche die Flamme horizontal verbreitet (Fig. 2).

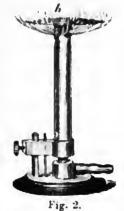


Fig. 2.

Die getrennte Aufstellung und das leichte Abheben des Brennerrohres *a* hat den grossen Vortheil, dass die Ausströmungsspitze *b* nicht warm wird und sich leicht reinigen lässt, was bei spectralanalytischen Untersuchungen von grossem Werthe ist, da öfters einfallende Substanzen die Brennerröhre beschmutzen und die Oeffnung verstopfen.

B. Die Lampe für monochromatisches Licht.

Auf einer hohen messingenen Säule mit eisernem Fusse (Fig. 3) wird das Gaszuleitungsstück durch die Schraube *f* gehalten und das Brennerrohr *a* durch die Schraube *c* in der richtigen Entfernung von *b* fixirt. Es hat diese Construction den Vortheil, dass man die Flamme in jeder beliebigen Höhe, wie es das Experiment erfordert, aufstellen kann. An der Säule lässt sich ferner ein sechsarmiger Stern *d* verschieben, in dessen federndem Arme sich Eisendrähte von verschiedener Form einschieben lassen. Ueber der Flamme kann noch der Schornstein *e* aufgestellt werden, der dazu dient, dieselbe ruhiger zu machen und den oberen Theil zu verdecken. Die in dem Sterne befindlichen Eisendrähte werden zur Erzeugung von gelbem Lichte vorbereitet,

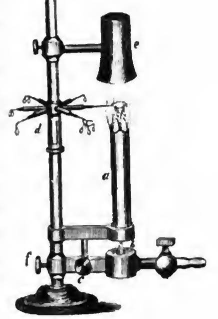


Fig. 3.

indem man die Drahtösen erst in Salzwasser und dann in geschmolzenes und pulverisirtes Kochsalz taucht. Hierauf schiebt man die

Drähte wieder in die Arme des Sternes und erwärmt das Salz vorsichtig über kleiner Flamme, bis es zum Schmelzen kommt. Man hebt nun das Brennerrohr *a* so weit, bis die kleinen Kegel an der Basis der Flamme entstehen, und senkt die Salzperlen, bis diese den Gipfel der Kegel berühren. Das Licht, welches die Flamme hervorbringt, ist ungefähr viermal so hell als das anderer zu demselben Zwecke geeigneter Lampen. Sind sämmtliche Arme des Sternes mit Salzperlen oder anderen Versuchsobjecten versehen, so erhält man ein Licht, welches für die längsten saccharimetrischen Beobachtungen ausreicht. Eine Erschütterung des Apparates muss man vermeiden, wenn derselbe im Gebrauch ist, damit die geschmolzenen Salzperlen nicht abfallen. —

Herr Prof. A. Terquem in Lille hat den Unterzeichneten die Anfertigung der vorstehend beschriebenen Lampe und Nachsuchung eines Patentes für Deutschland übertragen. Da bereits die öffentliche Anmeldung seitens des k. k. Patentamtes unter Nr. 34076 erfolgt ist, bringen wir die Lampe zum Verkauf und liefern dieselbe nach Fig. 1 mit Hahnstück, Stern und Schornstein zu 6 *M.*, nach Fig. 2 als einfache Gaslampe zu 4 *M.*, als monochromatische Lampe (Fig. 3) zu 18 *M.*

Leipzig, Weststrasse 88. *Dr. Stöhrer & Sohn.*

Monatmittel der magnetischen Declination, Intensität und Inclination zu Tiflis im Jahre 1879.

(J. Mielberg, Magnetische Beobachtungen des Tifliser Physikalischen Observatoriums im Jahr 1879.)

1879	Declination	Horizontal-Intensität	Vertical-Intensität	Ganze Intensität	Inclination
Januar	— 0° 43,3′	2,5692			
Februar	43,5	2,5693			
März	44,0	2,5693			
April	44,0	2,5705			
Mai	43,8	2,5717			
Juni	43,4	2,5732	3,7149	4,5191	55° 17,4′
Juli	44,5	2,5738	3,7133	4,5181	16,4
August	44,7	2,5717	3,7184	4,5211	19,9
September	45,1	2,5721	3,7174	4,5205	19,2
October	45,5	2,5697	3,7150	4,5172	19,7
November	45,6	2,5716	3,7175	4,5203	19,6
December	46,5	2,5711	3,7168	4,5194	19,6
Jahr	— 0° 44,5′	2,5711			

Ueber eine Methode, die Schwingungszeit eines Pendels oder irgend eines schwingenden Stabes durch Coïncidenzen mit einem Pendel oder Stabe von bekannter Schwingungsdauer zu ermitteln.

Von

Prof. H. C. Vogel,

in Potsdam.

Bei Gelegenheit der Bestimmung der Länge des Secundenpendels, welche im Jahre 1870 auf der Universitätssternwarte zu Leipzig ausgeführt wurde, habe ich eine Methode der Coïncidenzbestimmung angegeben, welche in Bezug auf die Leichtigkeit der Beobachtung und Sicherheit der Resultate der Bessel'schen Coïncidenzmethode vorzuziehen sein dürfte. Diese neue Methode, welche in den folgenden Jahren bei der Bestimmung der Pendellänge zur Anwendung gekommen ist, ergab auch eine ganz beträchtlich grössere Genauigkeit als die bis dahin angewandte Methode der Schweizer Beobachter durch Registriren, bei welcher der Beobachter im Momente des Durchgangs des Reversionspendels durch die Verticallage einen Taster niederdrückt. Der wahrscheinliche Fehler eines Endresultates der Schwingungsdauer nach der letztgenannten Methode fand sich im Mittel aller 6 Stationen des Jahres 1869 zu $\pm 0{,}0000004 \doteq \frac{1}{2500000}$ der Schwingungszeit, während nach meiner Coïncidenzmethode im Jahre 1870 im Mittel aus allen Beobachtungen der wahrscheinliche Fehler zu $\pm 0{,}0000015 = \frac{1}{670000}$ resultirte, woraus folgt, dass dieses Verfahren eine ca. 7 mal grössere Genauigkeit erreichen lässt (Bruhns. Astron.-geodät. Arbeiten im Jahre 1870 S. 120; Leipzig 1871).

Da einmal die Beschreibung der Methode (a. a. O.), bei der zufällig der Urheber ungenannt blieb, nicht alle Vortheile klar erkennen lässt, dieselbe sich ferner nicht nur für die Pendelbeobachtungen, sondern ebenso gut bei der Beobachtung schwingender Stäbe (Magnet-

stäbe) anwenden lässt — also für den Physiker von Interesse sein dürfte — möge es mir gestattet sein, hier die Methode nochmals etwas eingehender zu beschreiben.

An dem Pendel einer Uhr, deren Gang durch astronomische Beobachtungen festgestellt worden ist, befindet sich am unteren Ende ein Blechstreifen von dünnem geschwärzten Messingblech oder, der Leichtigkeit wegen, von Aluminiumblech, mit einem Spalt von ca. 3^{mm} Breite versehen, dessen Längsrichtung in die Verlängerung der Pendelstange fällt. Entweder wird nun im Gehäuse der Uhr, hinter dem eben erwähnten Spalte, ein Loch eingeschnitten, durch welches ein Fernrohr, dessen Objectiv ebenfalls mit einem Spalte abgedeckt ist, durchgesteckt und am Gehäuse befestigt ist, oder es wird ein totalreflectirendes Prisma hinter dem Spalte angebracht und das Fernrohr seitlich auf das Prisma gerichtet. Mit demselben sieht man nun — das Uhrpendel in Ruhe gedacht — durch den Spalt am Pendel entweder direct oder mit Hilfe des totalreflectirenden Prismas die Spitze und die Scala des zu vergleichenden Pendels, welches in beliebiger Entfernung sich befinden kann und dessen Schwingungsebene jeden beliebigen Winkel, der nicht zu nahe an 90° gelegen ist, mit der Schwingungsebene des Uhrpendels einschliessen kann. Wenn Fernrohr und Prisma so an dem Uhrgehäuse angebracht sind, dass sie sich etwas bewegen lassen, kann man nach einander auch zwei im Zimmer aufgestellte Pendel mit der Uhr vergleichen.

Die Spitze und die Scala des zu untersuchenden Pendels muss gut beleuchtet werden, da der Spalt vor dem Objectiv des Fernrohrs, der am besten so einzurichten ist, dass seine Breite etwas verändert werden kann, nur ca. 3^{mm} beträgt und in Folge dessen die Bilder stark geschwächt werden. Die Breite des Blechs am Uhrpendel ist so zu bemessen, dass bei Bewegung des Pendels das Objectiv bedeckt bleibt und nur in dem Momente, wo das Pendel sich in der Gleichgewichtslage befindet und sich beide Spalte decken, auf einen Bruchtheil einer Secunde das Licht eines Gegenstandes, hier das zu untersuchende Pendel, durch den Spalt in das Fernrohr und in das Auge des Beobachters gelangen kann. Sind nun beide Pendel in Bewegung, so sieht man momentan Spitze und Scala des zu untersuchenden Pendels scheinbar ruhend, in irgend welcher Phase der Schwingung z. B. 3 Scalentheile von der Nulllage rechts. Beim nächsten Aufblitzen erscheint die Spitze etwas weniger als 3 Scalentheile links. Ganz all-

mählich sieht man die Spitze immer mehr und mehr dem Nullpunkt der Scala genähert, bis sie endlich, im Momente der Coïncidenz, bei einem Aufblitzen genau und ruhig auf dem Nullpunkt zu stehen scheint. Bei dem nächsten Durchgange durch die Gleichgewichtslage erscheint die Spitze rechts und links immer weiter von Null ab; die Ablenkung erreicht ein Maximum, und nun wiederholt sich der beschriebene Vorgang von neuem.

Die grosse Genauigkeit, welche die Methode zulässt, erklärt sich aus dem Umstande, dass man vollständig auf den Moment der Coincidenz vorbereitet ist. Es bildet dies auch den Hauptvortheil gegenüber der Bessel'schen Methode (Abhandl. der math. Klasse der kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. Aus dem Jahre 1826. Berlin 1829 S. 11 ff.), welche ausserdem einige Schwierigkeiten in der Aufstellung der Pendel bietet, da deren Entfernung von der Brennweite einer Projectionslinse abhängig ist. Ich brauche wohl kaum zu erwähnen, dass es durchaus nicht nöthig ist, dass beide Pendel, wie es bei der Bestimmung der Länge des Secundenpendels der Fall ist, nahezu gleiche Schwingungsdauer haben, nur ist in jedem anderen Falle die Beobachtung etwas anstrengender, da die Coïncidenzen in kürzeren Intervallen auf einander folgen.

Wie man auf diese Weise jeden horizontal schwingenden Stab, an dessen Ende sich nur eine deutliche Marke befindet, die über oder unter einem Gradbogen sich bewegt, mit den Schwingungen eines Uhrpendels oder auch eines andern schwingenden Stabes vergleichen kann, bedarf keiner weiteren Erläuterung.

Schliesslich möchte ich noch erwähnen, dass einige Jahre später eine Modification der beschriebenen Methode von Dr. Gruber angegeben worden ist. Sie kann in vielen Fällen, wo elektrische Ströme und Magnete nicht ausgeschlossen werden müssen, recht bequem werden. Die Methode ist nur flüchtig von Oppolzer in dem Generalberichte über die Gradmessungsarbeiten des Jahres 1875 beschrieben worden und scheint wenig bekannt zu sein. Das Objectiv eines auf das zu untersuchende Pendel gerichteten Fernrohrs ist mit einem Deckel verschlossen, in welchem sich ein Spalt befindet. Vor dem Spalt wird eine ebenfalls mit Spalt versehene Platte durch einen mit Uhrcontact erregten Elektromagneten rasch vor dem Objectiv vorbeigezogen, wo dann ein Momentbild des Pendels entsteht, wenn beide Spalte sich decken.

Ueber die Modificirung der elektrischen Lichterscheinungen durch Gasflüsse.

Von

W. Holtz.

Dass sich Farbe und Form der elektrischen Lichterscheinungen mit der Natur der Gasart ändert, in welcher dieselben entstehen, ist zuerst von Faraday und später von Wiedemann und Rühlmann nach verschiedenen Richtungen constatirt[1]). Weitere denselben Gegenstand streifende Versuche sind in neuerer Zeit von Warburg, Narr und Röntgen ausgeführt[2]). Hierbei wurden reine Gase, nicht Gasgemische, dem Versuche unterzogen und die Erscheinungen zugleich bei variablem Drucke untersucht. Deshalb musste das Gas in ein Glasgefäss eingeschlossen werden, in welches die Elektroden der betreffenden Elektricitätsquelle geleitet waren. Diese Versuchsform aber führt andererseits den Uebelstand mit sich, dass sich Grösse und Abstand der Elektroden nur schwer variiren lässt und dass man die Erscheinungen nicht unmittelbar d. h. in schneller Aufeinanderfolge mit jenen in der Luft vergleichen kann. Es schien mir daher nicht überflüssig zu prüfen, ob sich durch Gasflüsse allein schon wesentliche Unterschiede gewinnen liessen. Ich versuchte dies zunächst mit gewöhnlichem Leuchtgase und fand hierbei so auffallende Wirkungen, dass ich dieselben mit kurzen Worten besprechen möchte.

Vorausschicken muss ich, dass nur der Büschel und das Glimmlicht auf die gedachte Weise zu prüfen sind, bei Anwendung zündbarer Gase wenigstens, wie im vorliegenden Falle, da jede Funkenentladung sofort eine Zündung bewirkt. Man entferne also vor allem die Condensatoren; daneben verkleinere man die Elektroden, oder entferne sie so weit, dass keine Funken mehr entstehen. Büschel mit

1) Faraday: Exp. Res. 1455—1556; Pogg. Ann. Bd. 145 S. 364.

2) Pogg. Ann. Bd. 145 S. 578; Wied. Ann. Bd. 5 S. 145; Götting. Nachr. 1878 S. 390.

hellerem Stiele zünden zwar auch zuweilen, aber weil dies nur zuweilen geschieht, brauchen sie nicht ausgeschlossen zu werden. Denn in der Zündung liegt ja keine Gefahr, sondern nur die Unbequemlichkeit, dass man momentan nicht beobachten kann. Für dergleichen Fälle, aber auch sonst, weil es erwünscht ist, den Gasfluss abwechselnd schnell hemmen und wieder frei lassen zu können, scheint es mir zweckmässig, die Oeffnung und Schliessung der zuführenden Gummiröhre einfach durch Fingerdruck zu bewirken.

Hält man die Oeffnung des Gasschlauches unter eine der gewöhnlichen Elektroden, während die andere abgeleitet ist, so prägt sich schon bei Tage in der Veränderung des Tones, welchen der einseitige Büschel erzeugt, der Einfluss des Gasflusses aus. Der Ton des positiven Büschels wird durch den Gasfluss erhöht, während sich umgekehrt derjenige des negativen vertieft. Der Gasfluss begünstigt also die Ausströmung der positiven und hemmt diejenige der negativen Elektricität. Da derjenige Büschel aber, welcher seltener entsteht, mit grösserer Intensität erfolgen und dementsprechend in grösserer Länge erscheinen muss, so lässt sich hieraus schon schliessen, dass der positive Büschel eine Verkürzung, der negative eine Verlängerung erfahren wird. Dies spricht sich denn auch schon bei dieser mangelhaften Versuchsweise in den Erscheinungen aus, wenn man sie im Dunkeln betrachtet, aber weniger exact als bei dem folgenden Arrangement, welches ungleich zweckmässiger, wenngleich etwas umständlicher ist.

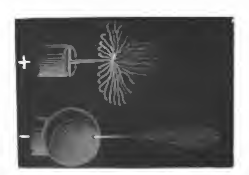
Man ersetze die linke Entladungsstange durch eine einfache Messingröhre, an deren äusserem Ende der Gasschlauch befestigt wird. Auf das innere Ende kann eine Kugel geschoben werden, welche eine feine, etwa 1^{mm} weite Oeffnung hat. Statt der Kugel aber kann man auch einen Blechstreifen hineinschieben, welcher äusserlich zugespitzt oder noch besser mit einer Nadel ausgerüstet ist. Der Kugel oder der Nadelspitze, als der einen Elektrode, stellt man am besten eine grössere Kugel oder eine Hohlscheibe gegenüber.

Wählen wir zunächst die Nadelspitze und schliessen den Gasfluss ab, so wird sich bei positiver Ausstrahlung für gewöhnlich ein feiner schlanker Büschel repräsentiren, der sich sofort verkürzt, seinen Stiel verliert und tellerartig wird, wenn wir Gas zufliessen lassen. Weniger charakteristisch fällt bei Anwendung einer Nadel das Verhalten des negativen Büschels aus. Anders bei Anwendung der Kugel. Hier ist

der negative Büschel gerade derjenige, welcher sich am meisten modificirt. Bei Gasabschluss ist es ein kleiner kaum 8 mm langer Kegel, bei Gaszufluss ein schlanker Büschel mit deutlich ausgeprägtem Stiel. Zum besseren Verständnis des Gesagten füge ich zwei Abbildungen bei, welche die Erscheinungen zum wenigsten ihrer äussern Form nach charakterisiren.



bei Gasabschluss



bei Gaszufluss

Wir sehen, dass der positive Büschel des ersten Bildes äusserlich vollständig dem negativen des zweiten Bildes gleicht. So ist es auch in Wirklichkeit; gleichwohl ist in der innern Lichtstructur ein Unterschied, den ich jedoch nicht festzuhalten vermochte. Ausserdem bleibt ja auch immer noch der Unterschied, dass jener eine Nadelspitze und dieser eine Kugel zur Grundlage hat. Immerhin mag die fragliche Modificirung ein neuer Beweis sein, wie wenig die polaren Unterschiede der Lichterscheinungen überhaupt als unterschiedliche Merkmale der Elektricitäten selber figuriren können.

Dass der Gasfluss die Ausströmung der positiven Elektricität erleichtert, spricht sich übrigens noch sehr hübsch in einigen andern Erscheinungen aus.

Machen wir die Kugel zur positiven Elektrode, so können wir leicht durch Vergrösserung oder Verkleinerung des Abstandes beider Elektroden bewirken, dass an jener keine Büschel-, sondern eine Glimmlichtbildung erfolgt. Lassen wir nun das Gas fliessen, so tritt sofort die Büschelbildung wieder ein, und sie wird nie, wie wir auch die Elektroden stellen, durch ein Glimmen unterbrochen werden. Wir beobachten ferner, dass der Stiel des positiven Büschels niemals dem Centrum der vorderen Kugelfläche, sondern einer mehr seitlichen Stelle entspringt, weil die Elektricität der rotirenden Scheibe eine starke Abstossung auf denselben übt. Lassen wir aber das Gas

fliessen, so überwiegt der begünstigende Einfluss desselben jene Abstossung so sehr, dass der Stiel des Büschels genau der centralen Oeffnung zu entspringen scheint.

Man möchte versucht sein zu glauben, dass die letztere Erscheinung und vielleicht auch die früher genannten wesentlich der mechanischen Bewegung der Moleküle zu verdanken seien. Dass dies nicht der Fall, davon kann man sich indessen sehr leicht überzeugen, wenn man statt des Gases mit Hilfe eines Blasebalges einen Luftstrom wirken lässt. Die elektrischen Erscheinungen sind gegen einen solchen freilich nicht absolut unempfindlich, aber die geringe Modificirung derselben spricht sich ganz anders als in den gedachten Phänomenen aus. Zu gleicher Einsicht gelangen wir, wenn wir einen Gasstrom mit grösserer oder geringerer Schnelligkeit wirken lassen.

Noch ein Wort über die Veränderung der Farbe. Der Gaszufluss schwächt die Leuchtkraft und verwandelt die röthliche Farbe der Büschelstiele in ein schmutziges Grün. Nur in einem Falle tritt eine schöne smaragdgrüne Färbung auf, bei dem grossen positiven Büschel nämlich, aber sie dehnt sich nicht weiter als bis auf 1^{cm} etwa von der Fläche der Kugel aus.

Was die Erklärung anlangt, so kann ich nur der Wiedemann-Rühlmann'schen Hypothese beipflichten, wonach Gase an den Elektroden eine gewisse Verdichtung erfahren, und je nach ihrer polarunterschiedlichen Anziehung an dieser oder jener Elektrode mehr. Hiernach stand freilich zu erwarten, dass sich Leuchtgas d. h. Kohlen- und Wasserstoff gegenüber dem Sauerstoff der atmosphärischen Luft mehr oder weniger umgekehrt verhalten würde. Da sich die Erscheinungen wirklich mehr oder weniger umkehren, so mögen wir mit grösserer Sicherheit schliessen, dass jene Hypothese richtig sei, dass also Sauerstoff vom positiven und Leuchtgas vom negativen Pole angezogen werde.

Mag es erlaubt sein, daran zu erinnern, dass ich zu ganz derselben Folgerung durch meine Versuche über das elektrische Verhalten der Flamme geleitet bin.

Ueber die Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers Weber-Kohlrausch.

Von

Dr. V. Strouhal,

Privatdocenten der Physik an der Universität Würzburg.

Das 3. Heft des vorigen Jahrganges dieses Repertoriums enthält eine Abhandlung von Herrn G. Hellmann[1]), in welcher unter Anderem auch die Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers Weber-Kohlrausch einer eingehenden Kritik unterzogen wird. Die Resultate dieser Kritik hatten für mich ein um so grösseres Interesse, als ich gerade mit dem Kohlrausch'schen Originalinstrument[2]), welches sich im Besitze unseres physikalischen Instituts befindet, zu verschiedenen Gelegenheiten, insbesondere anlässlich des Neubaues des Instituts, zur Ermittlung localer magnetischer Einflüsse wiederholt relative Intensitätsmessungen ausgeführt und mir auf Grundlage der dabei gewonnenen Erfahrungen ein bestimmtes Urtheil über die mit dem Instrument erreichbare Genauigkeit gebildet habe. Es war mir nun befremdend, dieses Urtheil mit den Resultaten der Untersuchungen von Hellmann nicht in Uebereinstimmung zu sehen. —

Das Beobachtungsmaterial von Hellmann umfasst 20 in 12 auf einander folgenden Tagen (28. August bis 8. September 1878) angestellte relative Intensitätsmessungen mit dem compensirten Magnetometer. Die Theorie dieses Instruments liefert für die horizontale Intensität H des Erdmagnetismus den Ausdruck

$$H = C \cdot \frac{1 + \mu (t_0 - t)}{\operatorname{tg} \varphi}.$$

1) G. Hellmann, Prüfung eines verbesserten Azimutalcompasses und des compensirten Magnetometers Weber-Kohlrausch.

2) F. Kohlrausch, Das Weber'sche compensirte Magnetometer zur Bestimmung der erdmagnetischen Intensität: Pogg. Ann. 1871 Bd. 142 S. 547.

Darin bedeutet φ den Ablenkungswinkel, μ den Temperaturcoëfficienten der Ablenkungsmagnete und t die Beobachtungstemperatur. Ferner ist C eine auf die Normaltemperatur t_0 bezogene Proportionalitätsconstante des compensirten Magnetometers, die ausser von den Dimensionen desselben noch von den magnetischen Momenten M und m der Ablenkungsmagnete abhängt, indem

$$C = \frac{2m}{r^3} + \frac{M}{R^3} \cdot$$

Bei den Beobachtungen von Hellmann wurde der Werth H aus den photographischen Curven des Adie'schen Magnetographen für die Beobachtungszeit entnommen. Jede einzelne Bestimmung des Ablenkungswinkels φ des compensirten Magnetometers mit der zugehörigen Beobachtungstemperatur t liefert dann einen Werth für die Constante C des Instruments. Unter der Annahme, dass die magnetischen Momente der Ablenkungsmagnete während des ganzen Beobachtungstermines constant geblieben, hat man dann in dem Verhalten dieser Constante einen Anhaltspunkt zu beurtheilen, inwiefern das compensirte Magnetometer bei den Variationen des Erdmagnetismus gleichen Schritt hält mit den Angaben des Adie'schen Magnetographen, und es liefert dann die mittlere Abweichung ΔC einzelner Werthe von C vom Gesammtmittel einen Maassstab für die Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers.

Es möge nun das Beobachtungsmaterial in der folgenden Zusammenstellung nochmals angeführt werden, da in Folge einiger Unrichtigkeiten in der Originalzusammenstellung mehrere Zahlen eine Modification erfahren.

φ	$t_0 - t$	H	C	ΔC
48,78	0,0	1,6375	1,8692[1]	− 0,0222
49,04	0,2	48	825	− 355
48,99	− 1,4	68	874	− 101
48,28	0,5	51	320	150
48,67	1,4	83	575	105
48,61	0,3	74	567	097
48,53	2,9	46	389	081
48,44	0,6	70	113	027
48,70	3,7	55	477	007
48,54	0,3	67	514	− 044

1) In der Originalzusammenstellung steht an dieser Stelle 1,8649.

φ	$t_0 - t$	H	C	ΔC
18.63	2,1	1,6342	1,8477	— 0,0007
18.14	1,5	52	390	+ 080
18.33	2,2	50	282	+ 188
18.51	0,0	46	482	— 012
18.16	1,7	62	406	+ 064
18.35	2,3	73	322	+ 148
18.51	6,1	56	285	+ 185
18.53	3,7	52	365	+ 105
18.63	6,2	71	361 [1])	+ 109
18.75	8,2	1,6355	1,8347 [1])	+ 0,0123
			Mittel 1,8470	

Aus diesen Daten berechnet sich dann

die mittlere Abweichung ΔC } einer Beobachtung $\frac{(\Delta)}{n} = \pm\, 0{,}0126$

der mittlere Fehler dC } einer Beobachtung $\sqrt{\frac{(\Delta\Delta)}{n-1}} = \pm\, 0{,}0167$ [2])

oder übersichtlicher in Procenten

$$\frac{\Delta C}{C} = \pm\, 0{,}68\%$$

$$\frac{dC}{C} = \pm\, 0{,}90\%.$$

Nach diesen Resultaten würde also der mittlere Fehler einer Bestimmung mit dem compensirten Magnetometer den überraschend grossen Betrag von nahezu 1% des Ganzen erreichen, woraus man allerdings mit Recht bloss auf eine sehr bescheidene Leistungsfähigkeit des Instrumentes schliessen müsste.

Betrachtet man jedoch kritisch die obige Zusammenstellung, so fällt sofort ein Umstand auf, der die Resultate der Berechnung nur mit grosser Vorsicht aufzunehmen gebietet. Die Fehler ΔC sind zunächst negativ und auffallend gross (bis 2,2%), in der Mitte werden sie kleiner und abwechselnd negativ und positiv, zum Schluss wiederum grösser und überwiegend positiv. Die Fehler zeigen also im grossen Ganzen einen Gang. Dieser tritt auffallender hervor, wenn man die ganze Beobachtungsreihe z. B. in 4 Gruppen zu 5 Beobachtungen zusammenfasst und in jeder Gruppe den Werth der Constante C bestimmt. Man erhält dann aus den Beobachtungen

1) In der Originalzusammenstellung steht an diesen Stellen 1,8787 resp. 1,8384.

2) Die Werthe treten ein an Stelle der von Hellmann angegebenen ± 0,0136 resp. ± 0,0176.

1 bis 5	. . . . C =	1,8657
6 „ 10		478
11 „ 15		407
16 „ 20		336.

Es ist aber ein Fundamentalsatz der Fehlerrechnungen, dass, falls die übrig bleibenden Fehler auf zufällige Ursachen zurückzuführen sind, dieselben keine regelmässige Anordnung zeigen dürfen, vielmehr in regelloser Abwechslung sowohl bezüglich ihrer Grösse als auch ihres Vorzeichens auftreten müssen. Ist diese Bedingung erfüllt, so wird der mittlere Fehler einer Beobachtung nicht beträchtlich verschieden ausfallen, ob man eine ganze Beobachtungsreihe zur Berechnung desselben wählt oder ob man aus einem grösseren zusammenhängenden Theil dieser Beobachtungsreihe denselben ableitet.

Wählt man nun bei obiger Beobachtungsreihe z. B. die letzten 10 Beobachtungen, berechnet aus diesen den mittleren Werth der Constante C und dann mit Hilfe desselben die ubrig bleibenden Fehler, so erhält man

$$\text{im Mittel} \quad C = 1{,}8372$$
$$\Delta C = \pm 0{,}0054$$
$$dC = \pm 0{,}0069$$

oder übersichtlicher in Procenten

$$\frac{\Delta C}{C} = \pm 0{,}29\,\%$$

$$\frac{dC}{C} = \pm 0{,}38\ „$$

Während also die ganze Beobachtungsreihe einen mittleren Fehler einer Beobachtung von 0,92 % wahrscheinlich macht, resultirt aus der zweiten Hälfte derselben bloss ein solcher von 0,38 %.

Dass unter solchen Umständen diese ganze Bestimmung des mittleren Fehlers a posteriori unsicher erscheint, ist wohl kaum zweifelhaft.

Hellmann macht auch a priori einen Ueberschlag über den mittleren Fehler einer Bestimmung. Mit Rücksicht darauf, dass die Theilung des Kreises nur bis auf ganze Grade geht und dass der Reibungsfehler mindestens auf $^1/_{10}{}^0$ zu veranschlagen ist, stellt er einen Fehler von 6′ bei einer Bestimmung als den mittleren Fehler auf.

Gegen diese Ueberlegung ist nichts einzuwenden, so weit dieselbe eine Ablesung am Magnetometer betrifft; allein eine Bestimmung wurde von Hellmann doch aus mehreren Ablesungen abgeleitet, indem ja der Rahmen auf die Boussole 4 mal in den beiden um 180° verschiedenen Stellungen aufgesetzt wurde; so weit nun der aus diesen 8 Ablesungen abgeleitete Mittelwerth in Betracht kommt, ist nach meinen Erfahrungen jener obige Ueberschlag als entschieden zu gross zu bezeichnen. Man würde wohl einen Fehler von ± 6′ im Mittel noch immerhin als möglich erklären müssen, jedoch nur im ungünstigsten Falle. Es hätte dann ein Fehler von ± 6′ noch als Maximalfehler zugegeben werden müssen, jedoch keineswegs als mittlerer Fehler.

Dass diese Ueberlegung durchaus nicht übertrieben ist, kann man selbst an dem von Hellmann mitgetheilten Beispiel ersehen. Als Schema einer Bestimmung theilt Hellmann folgende Ablesungsreihe mit:

7. September 1878[1])

1.	*S*	244,95	
2.	*N*		147,65
3.	*S*	244,95	
4.	*N*		147,70
5.	*S*	245,00	
6.	*N*		147,75
7.	*S*	245,05	
8.	*N*		147,70

Für den Ablenkungswinkel φ erhält man nun

aus den Ablesungen	1, 2, 3	$\varphi = 48{,}65$
	2, 3, 4	48,64
	3, 4, 5	48,64
	4, 5, 6	48,63
	5, 6, 7	48,64
	6, 7, 8	48,66.

Wenn nun die einzelnen Ablesungen unter einander so befriedigend stimmen, wie aus diesem Beispiel ersichtlich ist, wird man sicher einen Fehler des Mittels von ± 6′ — also eine Unsicherheit von 12′ — als entschieden zu gross erklären müssen. Betrachtet man jedoch die extremen Werthe der Bestimmungen von Hellmann, nämlich

1) Die nun folgenden Zahlenangaben sind Mittelwerthe aus den Ablesungen an beiden Spitzen des als Zeiger dienenden Glasfadens.

$$C = 1{,}8874 \text{ maximum}$$

und $C = 1{,}8282$ minimum

so ist Differenz $= 0{,}0592$

also in Procenten $= \frac{0{,}0592}{1{,}858} = 3{,}2\%$,

so müsste man, um diese Maximalabweichung zu erklären, eine Unsicherheit von

$$\frac{1}{2} \cdot 0{,}032 \sin 2\varphi = 0{,}0158$$

d. h. eine Unsicherheit von 54′ im Winkel φ annehmen. Nun wäre es ja nicht unmöglich, dass gerade jenes Exemplar des compensirten Magnetometers, mit welchem Hellmann seine Beobachtungen angestellt hatte, ein weniger gut gearbeitetes ist, dass z. B. die Reibungsfehler bei den Nadeleinstellungen viel grösser sind als sie sein könnten und sollten; allein damit steht in Widerspruch die oben discutirte und als Beobachtungsschema dienende Ablesungsreihe, bei welcher einzelne Ablesungen in mehr als befriedigender Weise stimmen. Es ist mir befremdend, dass ein so erfahrener und geübter Beobachter ohne diesen Widerspruch zu beachten und ohne auf eine nähere Untersuchung der Sache einzugehen — denn es könnten ja noch andere Factoren jene Abweichungen mit beeinflusst haben — einfach alles als Beobachtungsfehler erklärt und nach dem üblichen Rechnungsmechanismus behandelt. —

Ich gehe nun nach diesen Bemerkungen zu eigenen Beobachtungen über, welche ich zu einem gleichen Zweck, um nämlich die Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers zu prüfen, angestellt habe. Diese Beobachtungen waren doppelter Art: erstens relative, zweitens absolute Intensitätsbestimmungen.

1. Relative Intensitätsbestimmungen.

In Ermangelung eines Magnetographen wurden die relativen Intensitätsmessungen in der Weise ausgeführt, dass das Verhältnis der horizontalen Intensitäten an zwei bestimmten Standorten — in zwei Zimmern des Instituts, in denen durch locale Einflüsse die horizontale Intensität stärker modificirt war — beobachtet wurde. An jedem Orte wurde der Ablenkungswinkel φ aus 5 Einstellungen bestimmt und dieselben abwechselnd, um den Einfluss der Variationen horizontaler Intensität zu eliminiren, zuerst am Standorte I, dann II, dann wieder I

und II und zum Abschluss noch am Standorte I vorgenommen. Das vollständige Schema einer Bestimmung ist also folgendes:

1880, 21. Mai ♀.

I.	133,85	
		224,60
	133,83	
		224,60
	133,83	
	133,84	224,60
	$\varphi = 45{,}38^0$	$t = 12{,}4^0$

II.		225,00
	133,28	
		225,00
	133,25	
		225,00
	133,26	225,00
	$\varphi = 45{,}87^0$	$t = 12{,}5^0$

I.	133,90	
		224,62
	133,90	
		224,62
	133,88	
	133,89	224,62
	$\varphi = 45{,}37^0$	$t = 12{,}4^0$

II.		224,65
	133,00	
		224,68
	133,02	
		224,65
	133,01	224,66
	$\varphi = 45{,}82^0$	$t = 12{,}5^0$

I.		224,33
	133,47	
		224,30
	133,50	
		224,28
	133,49	224,30
	$\varphi = 45{,}41^0$	$t = 12{,}3^0$

I	II
45,38	45,87
45,37	45,82
45,41	
45,38	45,85

$$k = \frac{\operatorname{tg} 45{,}85}{\operatorname{tg} 45{,}38} = 1{,}0166.$$

In dieser Weise wurde nun das Verhältnis k der horizontalen Intensitäten an beiden Standorten 10 mal ermittelt. Die Temperatur in den beiden gegen Nord liegenden Zimmern blieb bis auf wenige

Zehntel Grad gleich und constant, so dass die Correctionen wegen **Temperaturdifferenzen** wegfielen. Die Resultate dieser Bestimmungen **enthält die folgende** Zusammenstellung:

	I	II	k
21 Mai ♀	45,38 45,37 45,40	45,87 45,83	1,0166
22. „ ♄	45,35 45,34	45,82 45,79 45,83	1,0166
23. „ ☉	45,32 45,30	45,84 45,77 45,82	1,0175
24. „ ☾	45,37 45,35 45,38	45,85 45,86	1,0173
25. „ ♂	45,39 45,35 45,33	45,87 45,85	1,0176
26. „ ☿	45,30 45,28	45,72 45,76 45,79	1,0165
28. „ ♀	45,34 45,32	45,85 45,83 45,80	1,0176
1. Juni ♂	45,41 45,38 45,38	45,79 45,78	1,0141
1. „ ♂	45,39 45,31 45,30	45,87 45,80	1,0176
3. „ ♃	45,23 45,24	45,69 45,61 45,60	1,0141

Die Berechnung der mittleren Abweichung Δk und des mittleren **Fehlers** $\boldsymbol{dk}$ **einer** Beobachtung ergibt

$$\Delta k = \pm\, 0{,}00097 \text{ oder } = \pm\, 0{,}095\%,$$
$$dk = \pm\, 0{,}00137 \quad „ \quad = \pm\, 0{,}135\%.$$

Diese Zahlen sind also den von Hellmann abgeleiteten

$$\frac{\Delta C}{C} = \pm\, 0{,}68\%$$

$$\frac{dC}{C} = \pm\, 0{,}90\%$$

gegenüber zu stellen; die Genauigkeit der Bestimmungen erscheint auf Grundlage der ersteren als eine 7mal grössere als auf Grundlage der von Hellmann angegebenen.

2. Absolute Intensitätsbestimmungen.

Dem absprechenden Urtheil des Herrn Hellmann gegenüber, der es als von vorn herein klar hält, dass „absolute Messungen im Verhältnis zu ihrer Umständlichkeit eine sehr geringe Genauigkeit besitzen", unternahm ich es, eine Reihe von solchen absoluten Messungen anzustellen. Es lässt sich allerdings nicht in Abrede stellen, dass bei solchen von vorn herein grössere Abweichungen zu erwarten sind als bei relativen Bestimmungen, da ja in die ersteren mehrere zu bestimmende Grössen eintreten, deren Einzelnfehler in ihrem Einfluss auf das Resultat sich combiniren; bei den relativen Bestimmungen von Hellmann erreichte die Differenz der Extreme den Betrag von 3,2%; man hätte also nach Ansicht von Hellmann bei absoluten Bestimmungen einen noch viel höheren Betrag zu erwarten — eine Annahme, die zu prüfen ich nicht scheute, obgleich die Verhältnisse, unter denen ich zu arbeiten hatte, keineswegs so günstig waren, wie bei solchen Instituten, die gerade für absolute magnetische Bestimmungen besonders eingerichtet sind. —

Die Beobachtungen wurden nur spät Abends vorgenommen, wo man vor Störungen durch vorüberfahrende Wagen sowie vor Störungen, die durch laufende Arbeiten im Institut selbst unvermeidlich waren, mehr verschont blieb. In Ermangelung eines Magnetometers, das durch continuirliche Aufzeichnungen der Variationen der horizontalen Intensität die letzteren zu berücksichtigen gestattet hätte, musste man von vorn herein die Frage so stellen, ob die Abweichungen innerhalb der Variationen des Erdmagnetismus liegen würden.

Für den halben Abstand R und r der Mittelpunkte der beiden Zapfen, um welche die grösseren resp. kleineren Magnete drehbar sind, ergab sich als Mittel aus 3 Bestimmungen mit dem Comparator

$$R = 126{,}27^{\mathrm{mm}}$$
$$r = 105{,}03^{\mathrm{mm}},$$

so dass

$$\frac{R}{r} = 1{,}2023,$$

während die Theorie

$$\frac{R}{r} = 1.2041$$

fordert.

Bei der Ermittlung des Temperaturcoëfficienten der Ablenkungsmagnete fand ich — in Uebereinstimmung mit älteren Erfahrungen — bei einem der grösseren Magnete, dass die ersten Bestimmungen in Folge des permanenten Verlustes, welchen die Magnete durch die höhere Temperatur an ihrem magnetischen Moment erfahren, unbrauchbar werden und dass erst im weiteren Verlauf der Arbeit übereinstimmende Resultate zu erzielen sind. Viele Beobachter erwähnen dieses Umstandes, ohne jedoch eine Ansicht über den Grund derselben auszusprechen. Nun hat sich bei den Untersuchungen, die von Dr. **Barus** in Gemeinschaft mit mir[1]) über Anlassen des Stahl angestellt worden sind, ergeben, dass der glasharte Stahl schon gegen relativ niedrige Temperaturen empfindlich ist und je nach der Dauer der Einwirkung sogar beträchtlich angelassen werden kann. Man hat es mithin auch in dem oben genannten Fall grösstentheils in *primärer* Weise mit einem *Anlassprocess* und somit mit einer *Veränderung des Materials* zu thun und erst in *secundärer* Weise mit der dadurch bedingten *Abnahme der magnetischen Kraft*, die von dem Härtegrade des Stahls abhängig ist. Daraus erklärt sich die Regel, in allen Fällen, wo Magnete höheren Temperaturen ausgesetzt werden müssen, dieselben vorher der Einwirkung einer über allen den gebrauchten liegenden Temperatur — z. B. der des Wasserdampfes von 100° — auszusetzen; bei hinreichend langer Einwirkung nimmt nämlich der Härtegrad des Stahls einen dieser Temperatur entsprechenden Grenzustand an und damit auch das magnetische Moment desselben.

In der That erhielt ich bei den anderen drei Magneten des compensirten Magnetometers, die ich vorher eine Zeit lang in einem Petroleumbad von etwa 100° gehalten hatte, bei der Bestimmung ihres Temperaturcoëfficienten μ gleich bei den ersten Versuchen innerhalb der Beobachtungsfehler übereinstimmende Resultate, und zwar ergab sich im Mittel

1) **V. Strouhal** und **C. Barus**, Ueber Anlassen des Stahls; Wied. Ann. 1880 Bd. 11 S. 930.

für den grossen Magnet I $\mu = 0{,}00058$

" " " " II $\mu = 0{,}00063$

für die beiden kleineren Magnete $\mu = 0{,}00060$.

Es konnte also mit ausreichender Genauigkeit für alle Magnete der Mittelwerth
$$\mu = 0{,}00060$$
angenommen werden.

Der Verlust am magnetischen Moment, den die Magnete bei der Bestimmung ihres Temperaturcoëfficienten durch die dabei angewandten höheren Temperaturen erlitten haben, (NB. die Magnete wurden seit 10 Jahren nicht frisch magnetisirt, und man hätte deshalb erwarten können, dass ihr Magnetismus dem Zustande der Permanenz nahe gekommen sei) zeigt sich am besten in dem Ablenkungswinkel φ. Derselbe betrug vorher
$$\varphi = 45{,}8^0,$$
dagegen nachher
$$\varphi = 44{,}0^0,$$
wie aus den vorhergehenden und den folgenden Zusammenstellungen zu ersehen ist.

Zur empirischen Bestimmung des **Trägheitsmomentes** K des Rahmens mit den daran befestigten Magneten und dem Spiegel dienten zwei cylindrische Messinggewichte von dem Halbmesser $\varrho = 4{,}8^{mm}$ und der Masse $p = 49993^{mgr}$, die im Abstande $2a = 250{,}27^{mm}$ an einem Bündel Coconfäden an dem Rahmen aufgehängt werden konnten. Ist t und t' die Schwingungsdauer des unbelasteten, resp. des belasteten Rahmens, so ist
$$K = p\left(a^2 + \frac{\varrho^2}{2}\right)\frac{t^2}{t'^2 - t^2}.$$

Es ergab sich nun
$$t = 24{,}200^{sec}$$
$$t' = 46{,}973^{sec}.$$

Diese Zahlen sind noch, bevor sie in die Formel eintreten, mit Rücksicht auf das Torsionsverhältnis Θ und Θ' beim unbelasteten resp. belasteten Rahmen durch Multiplication mit $1 + \frac{1}{2}\Theta$ resp. $1 + \frac{1}{2}\Theta'$ zu corrigiren. Es fand sich
$$\Theta = 0{,}0052$$
$$\Theta' = 0{,}0065,$$
somit
$$\sqrt{K} = 16807.$$

Zwei Controlbestimmungen ergaben 16825 und 16813, so dass im Mittel

$$\sqrt{K} = 16813$$

gelten konnte. —

Wie bei den relativen variirte auch bei den absoluten Intensitätsbestimmungen die Temperatur während einer Bestimmung nur innerhalb weniger Zehntel Grad, so dass die Temperaturcorrectionen das Resultat nur sehr wenig modificirten.

Um eine möglicherweise vorhandene Unsymmetrie der Magnete gegen die Mittelpunkte der Zapfen, um welche sie drehbar sind, zu eliminiren, wurde der Ablenkungswinkel q zweimal beobachtet, als q_1 bei einer und q_2 bei anderer von der früheren um 180° verschiedenen Lage sämmtlicher Magnete, und der Mittelwerth der Rechnung zu Grunde gelegt. Die betreffende Formel lautet:

$$T = \frac{\pi}{t\tau}\sqrt{\frac{KS}{\operatorname{tg} q}},$$

wo

$$S = \frac{\tau - t}{\tau} + \frac{t(1 - 2\Theta) - t}{2R}$$

und t die Schwingungsdauer bei gleich- und τ diejenige bei entgegengesetzt gerichteten Magneten bedeutet.

Die Resultate der Beobachtungen enthält die folgende Zusammenstellung:

		q_1	q_2	t	τ	Θ	T
December				21,	33,	0,00	
♃	2	44,08	43,96	265	562	19	1,9651
♄	4	43,99	43,94	272	509	47	51
☉	5	44,15	43,98	296	554	50	00
☾	6	44,00	43,95	290	572	45	15
♃	9	44,06	43,96	290	534	48	22
♀	10	44,02	43,92	310	589	40	32
☉	12	43,98	43,76	261	495	40	96
☿	15	43,99	43,89	252	524	44	89
♃	16	43,81	43,79	299	567	40	97
♀	17	43,85	43,88	298	505	39	1,9667

Die Abweichungen der Zahlen der letzten Columne unter einander sind theils in den Variationen der erdmagnetischen Horizontalcomponente, theils in den Beobachtungsfehlern begründet. Man kann nun

die ersteren — auch ohne sie zu kennen — eliminiren und dadurch die Beobachtungsfehler allein hervortreten lassen, indem man den Beobachtungen ein anderes Ziel unterlegt, nämlich **die Bestimmung der magnetischen Momente M und m der Ablenkungsmagnete.**

Die Grundgleichungen für das compensirte Magnetometer sind

$$\frac{2m}{r^3} + \frac{M}{R^3} = T \operatorname{tg} \varphi \qquad (1$$

für die Ablenkungsbeobachtungen, und

$$(M + m) T = \frac{\pi^2 K}{t^2 (1 + \Theta)} \qquad (2$$

$$(M - m) T = \frac{\pi^2 K}{t'^2 (1 + \Theta')} \qquad (3$$

$$\frac{\Theta'}{\Theta} = \frac{M + m}{M - m} \qquad (4$$

für die Schwingungsbeobachtungen. Aus den letzteren 3 Gleichungen berechnet sich

$$\frac{M - m}{M + m} = k,$$

woraus

$$\frac{M}{1 + k} = \frac{m}{1 - k} = \frac{M + m}{2}. \qquad (5$$

Eliminirt man nun T aus Gl. 1 und 2 und setzt für m und M ihre Proportionalen ein, so erhält man für den Proportionalitätsfactor $\frac{M + m}{2}$ die Gleichung

$$(M + m) \sqrt{\frac{1 - k}{\frac{1}{2} r^3} + \frac{1 + k}{R^3}} = \frac{\pi \sqrt{2 K \operatorname{tg} \varphi}}{t \sqrt{1 + \Theta}},$$

woraus dann in Verbindung mit der Gl. 5 m und M berechnet werden kann.

Führt man die Rechnung für die oben mitgetheilten 10 Bestimmungen aus, so erhält man für das magnetische Moment M und m der grossen resp. der kleinen Magnete und für die Abweichungen ΔM und Δm einzelner Werthe vom Gesammtmittel Folgendes:

	$M : 10^6$	$m : 10^6$	ΔM	Δm
	1,8240	0,5754	− 0,0001	− 0,0027
	258	727	19	+ 00
	259	735	20	− 08
	227	736	12	− 09
	257	727	+ 18	+ 00
	226	726	− 13	01
	247	720	− 08	− 07
	245	742	− 06	− 15
	186	709	53	− 18
	240	696	− 01	31
Mittel:	1,8239	0,5727	± 0,0015	± 0,0012

Für die mittlere Abweichung $\frac{(\Delta)}{n}$ und den mittleren Fehler $\sqrt{\frac{(\Delta)}{n-1}}$ einer Beobachtung ergibt die Rechnung:

$$\Delta M = \pm 0{,}00151 \text{ oder } \pm 0{,}083\,\%$$
$$dM = \pm 0{,}00219 \quad " \quad \pm 0{,}120\,\%$$

und

$$\Delta m = \pm 0{,}00116 \text{ oder } \pm 0{,}203\,\%$$
$$dm = \pm 0{,}00164 \quad " \quad \pm 0{,}286\,\%.$$

Vergleicht man diese Zahlen mit denjenigen, die sich bei den **relativen Intensitätsbestimmungen** ergeben haben, so sieht man, dass **der mittlere** Fehler einer absoluten Bestimmung mit dem compensirten **Magnetometer** ungefähr zweimal so gross ist als bei der relativen; **während er** hier den Betrag von 0,13 % ausmacht, erreicht er dort den **Betrag** von etwa 0,20 %.

Aus der Masse P und p der Ablenkungsmagnete

$$P = 10819^{\text{mgr}} \qquad p = 3178^{\text{mgr}}$$

berechnet sich der specifische Magnetismus derselben zu

$$\frac{M}{P} = 169 \quad \text{und} \quad \frac{m}{p} = 180.$$

Vor 10 Jahren hatten die Magnete den spec. Magnetismus

$$\frac{M}{P} = 203 \quad \text{und} \quad \frac{m}{p} = 215.$$

Es ist nicht ohne Interesse zu bemerken, dass die Abnahme des **spec. Magnetismus** bei den grösseren und kleineren Magneten im **gleichen Verhältnis**, nämlich um sehr nahe 20 %, erfolgt ist. —

Es möge nun zum Schluss erlaubt sein, noch bezüglich der beiden Methoden der Intensitätsvergleichungen, nämlich der Ablenkungs- und der Schwingungsmethode, einiges zu bemerken. Herr Hellmann hat auch nach der Schwingungsmethode relative Intensitätsmessungen angestellt und kommt zu dem Schluss, dass die Genauigkeit derselben zehnmal so gross sei als die des compensirten Magnetometers. Dass diese Angabe nicht ganz richtig dem Genauigkeitsverhältnis beider Methoden entspricht, dürfte nach dem oben angeführten Beobachtungsmaterial wohl unzweifelhaft sein. Auf Grundlage meiner Beobachtungen würde die Genauigkeit der Schwingungsbeobachtungen höchstens anderthalb- bis zweimal so gross sich ergeben als die des compensirten Magnetometers. Nun lassen sich aber die Ablenkungsmethoden durch Anwendung von Spiegel, Fernrohr und Scala so beträchtlich verfeinern, dass deren Genauigkeit zum mindesten jener der Schwingungsmethoden gleich kommt, ja dieselben sogar übertrifft. Wollte man also die beiden Methoden als solche einander gegenüber stellen, so müsste man sie vom Gesichtspunkte der Genauigkeit im Allgemeinen als gleichwerthig hinstellen, und es wären dann nur praktische Gesichtspunkte, die je nach Umständen bald die eine, bald die andere Methode als zweckmässiger erscheinen liessen. Würde man z. B. Intensitätsvergleichungen anstellen, die für einen bestimmten Zeitmoment gelten sollten, so wäre die Schwingungsmethode gar nicht brauchbar, da sie zur Ermittlung des Resultates eine längere Zeitdauer beansprucht und nur einen dieser längeren Dauer entsprechenden Mittelwerth liefert.

Was speciell das compensirte Magnetometer betrifft, so genügt es mir gezeigt zu haben, dass dessen Fehler in der That, so wie Kohlrausch behauptet hatte, innerhalb der erdmagnetischen Variationen liegen und dass daher in allen Fällen, wo die letzteren vernachlässigt werden, das Instrument wegen seiner compendiösen Form und ausserordentlich leichten und bequemen Handhabung als vorzüglich brauchbar bezeichnet werden kann.

Wagebarograph mit Laufgewicht nach Sprung.[1]

Nachdem das Princip dieses Barographen im 12. Bande der Zeitschrift der Oesterr. Gesellsch. f. Meteorol. S. 305[2]) erörtert worden war, ist es Fuess gelungen, das dort vorgeschlagene Beispiel einer mechanischen Ausführung derartig umzugestalten, dass ein durchaus compendiöser Apparat zu Stande gekommen ist, welcher nur wenig mehr Raum beansprucht als der Winkelhebelbarograph. Da dieses auf der Ausstellung fungirende Exemplar die Ausführbarkeit der Idee beweist und von der dem Apparat ursprünglich zugedachten Form ganz erheblich abweicht, so lassen wir hier eine genauere Besprechung desselben folgen.

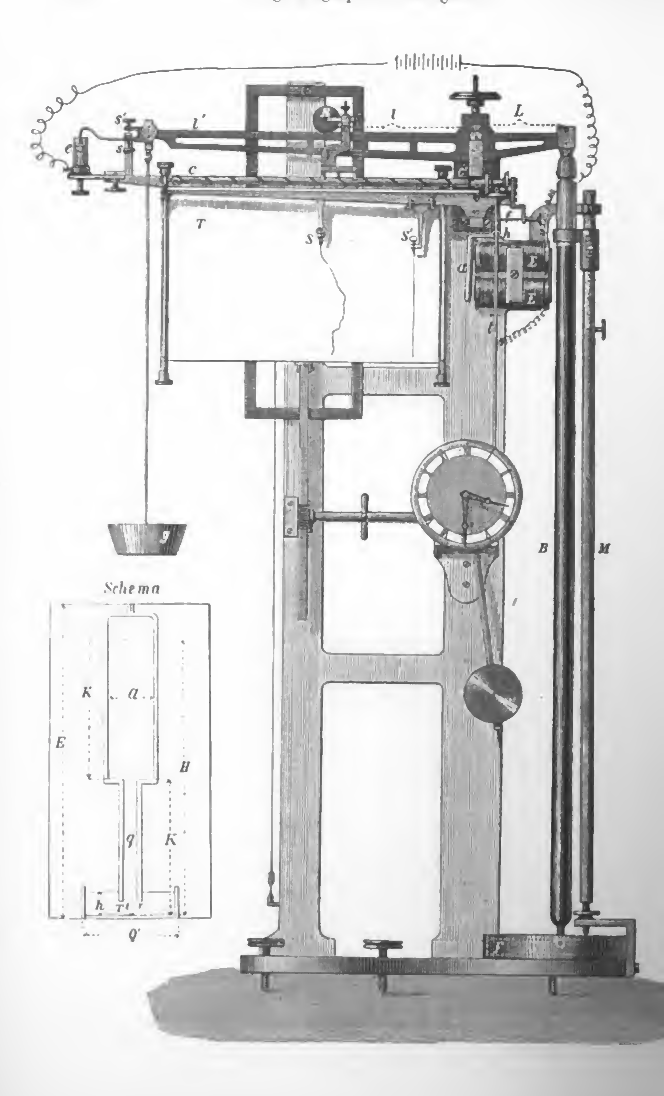
Bei dem Winkelhebel- und allen ähnlichen Wagebarographen sind es die Bewegungen des Barometerrohres oder -gefässes selbst, durch welche die Veränderungen des Luftdrucks registrirt werden. Diese Bewegung des Rohres mit allen ihren Nachtheilen ist durch das in Rede stehende Princip, welches offenbar auch zur Construction anderer Registrirapparate mit Vortheil verwandt werden kann, so gut wie vollständig vermieden; an ihre Stelle tritt die Bewegung einer mechanischen Vorrichtung, welche ganz unabhängig vom physikalischen Apparate in beliebiger Grösse construirt werden kann, so dass zu einer continuirlichen Registrirung eine willkürliche Kraftmenge zur Verfügung steht.

Das zum vorerwähnten Zwecke in Anwendung gebrachte Verfahren besteht darin, die Aenderungen im statischen Momente, welche auf der einen Seite U (siehe die Figur auf folg. Seite) eines Wagebalkens durch Aenderungen der Last (des Barometers B) hervorgerufen werden, auf der andern durch selbstthätige Verschiebung eines Laufgewichtes R.

---

1) Aus dem „Bericht über wissenschaftliche Instrumente auf der Berliner Gewerbeausstellung im Jahre 1879“ (Berlin, Springer. 1880) vom Herrn Verfasser freundlichst mitgetheilt.

2) Siehe auch dieses Repertorium 1878 Bd. 14 S. 46.


Schema

zu compensiren und letzteres seinen Stand durch den Schreibstift S auf einer mit Papier[1]) überzogenen Messingtafel T aufzeichnen zu lassen, welche durch ihr Heruntersinken ein Uhrwerk treibt. Letzteres bewegt eine verticale Triebstange t, deren oberes Ende vermöge eines zweiarmigen, in h drehbaren Hebels, welcher zugleich einen Eisenanker a trägt, ein wenig von links nach rechts verschoben werden kann. Diese Verschiebung hat den Zweck, ein am oberen Ende der Triebstange t befestigtes konisches Rad mit rauhem Rande bald auf das linke, bald auf das rechte von zwei ebensolchen konischen Rädern wirken zu lassen, welche beide mit einer horizontalen, unter dem längeren linken Wagebalkenarm hinlaufenden Stahlschraube cc' fest verbunden sind und letztere bald in diesem, bald in jenem Sinne rotiren lassen. Diese Rotationen der Schraube bewirken entsprechend alternirende Verschiebungen einer Vorrichtung V, welche, theils auf der Stahlschraube reitend, theils durch eine hinter letzterer angebrachte Schiene sicher geführt, dieselben Bewegungen auf den damit fest verbundenen Schreibstift S und das Laufrad R überträgt. Die Uebertragung der Bewegung auf R geschieht vermittels eines vollständig balancirten kleinen Wagebalkens, so dass R stets mit seinem vollen Gewichte auf dem langen Wagebalkenarm l' ruht. Die Figur stellt die Triebstange t in derjenigen Lage dar, in welcher sie, durch eine Feder f auf das rechte der beiden konischen Räder wirkend, das Laufrad R nach aussen (links) treibt und dadurch das statische Moment des linken Wagebalkenarmes vergrössert. Nach einer sehr kleinen Verschiebung des Laufrades führt deshalb l' eine, durch die beiden Schrauben s und s' in minimale Grenzen eingeschlossene Bewegung nach unten aus und schliesst bei e (Quecksilbercontact) einen elektrischen Stromkreis, in welchen der Elektromagnet E eingeschaltet ist. Dieser gibt sofort, unter Ueberwindung der Federkraft f, der Triebstange t die entgegengesetzte Lage, so dass sie, nunmehr auf das linke konische Rad wirkend, das Laufrad R in die umgekehrte, nach innen (rechts) gerichtete Bewegung versetzt. Bald wird hierdurch das statische Moment des linken Wagebalkenarmes l' so weit verringert, dass er sich wieder an die obere Schraube s' legt und dadurch bei e den Strom unterbricht, was sogleich wieder die entgegengesetzte Bewegung des Laufrades hervorruft u. s. w. Bei con-

1) Der messingene Schreibstift S erzeugt auf dem sog. *metallic paper* deutlich sichtbare Curven.

stantem Gewichte des Barometers B wird somit der Schreibstift S eine Zickzacklinie zeichnen, deren Mittellinie derjenigen Geraden, welche durch einen andern fest am Gerüst des Instrumentes angebrachten Schreibstift S' erzeugt wird, vollkommen parallel ist. Ein etwas grösseres Gewicht des Barometers wird zur Folge haben, dass S eine etwas weiter links gelegene verticale Zickzacklinie zeichnet. Vergrössert sich das Gewicht des Barometers allmählich, so gelangt der Schreibstift S dadurch von rechts nach links, dass das rechte der beiden konischen Räder, welche der Stahlschraube cc' aufsitzen, jedesmal länger functionirt als das linke.

Bezeichnet L die Länge des rechten Wagebalkenarmes,
l den Abstand des Laufrades R von der Drehungsachse des Balkens,
P das Gewicht des Barometers,
p dasjenige des Laufrades R,

so hat man bei Vernachlässigung des Temperatureinflusses folgende Relation:

$$\Delta l \cdot p = \Delta P \cdot L$$

oder

$$\Delta l = \Delta P \frac{L}{p} \,. \tag{1}$$

d. h. die Verschiebungen des Laufrades sind den Gewichtsänderungen des Barometers proportional. Da nun die Empfindlichkeit des Apparates durchaus nicht an die Erweiterung des Rohres in der Gegend des obern Quecksilberniveaus gebunden ist, sondern durch die Veränderung des Gewichtes p in hohem Grade beeinflusst werden kann, so war es möglich, durch Fortlassung dieser Erweiterung die Hauptursache der Temperaturfehler des Barographen zu vermeiden. Man kann deshalb nahezu ΔP als der Aenderung des Luftdrucks ΔB proportional betrachten, so dass die Bewegung Δl des Laufrades auch der Luftdruckänderung ΔB proportional ist. Die von dem Schreibstifte S gezeichnete Curve gewährt somit ohne jede Reduction ein fast vollständig treues Bild der Luftdruckänderungen. Mit Hilfe einer äquidistant getheilten, mit Rücksicht auf die Constanten des Instrumentes (vgl. unten Gl. 18) hergestellten Glasscale können somit die Barometerstände unmittelbar abgelesen werden.

Die ursprüngliche Einstellung wird allerdings am besten mit Hilfe eines gewöhnlichen Barometers geschehen. Damit man hierbei und bei der Controle der Registrirvorrichtungen eines besonderen

Barometers nicht bedürfe, ist neben dem Barometerrohre B ein in Millimeter getheilter Maassstab M angebracht, dessen Nullpunkt (eine Stahlspitze) durch eine Schraube in das untere Quecksilberniveau geschoben werden kann. Da der Durchmesser der Quecksilbersäule 2^{cm} beträgt, so dürfte diese Vorrichtung ein gutes Normalbarometer repräsentiren.

Das in Rede stehende Exemplar des Barographen verzeichnet die Veränderungen der Länge des Quecksilberbarometers in fünffacher Vergrösserung. Es wurde bereits hervorgehoben, dass letztere durch Anwendung anderer Laufräder (Gewicht p in Gl. 1) am fertigen Apparate mit Leichtigkeit geändert werden kann.

Die am linken Wagebalkenarme angebrachte Gewichtsschale q hat den Zweck, den Schreibstift S auf eine beliebige Stelle der Papiertafel einzustellen. Ob es sich empfiehlt, die Möglichkeit einer solchen Verschiebung behufs eines mehrmaligen Gebrauches einer und derselben Papiertafel oder einer zeitweilig verstärkten Vergrösserung auszunutzen, muss die Erfahrung lehren.

Es möge nun der Einfluss der Temperaturänderungen auf das Instrument kurz besprochen werden. Da das Glasrohr unseres Apparates behufs grösserer Stabilität und geringerer Reibung am unteren Ende verengert ist, so setzen wir den allgemeinen, auch den vorher besprochenen Winkelhebelbarographen einschliessenden Fall eines Barometerrohres von der im Schema, welches neben der Figur gezeichnet ist, dargestellten Form voraus und nehmen an, dass derselbe an einem eisernen, das Gefäss F tragenden Rahmen fest aufgehängt sei.

Der Temperatureinfluss lässt sich dann darstellen durch die Formel[1])

$$y = \frac{2Bg}{1+2gt} + \frac{(B-B')\gamma}{1+\gamma t}. \qquad (17)$$

In der Nähe des Gefrierpunktes erhält man, wenn g (für Glas) $= 0{,}0000085$, γ für Messing $= 0{,}000019$, $B = 76$ und $B - B' = 8^{cm}$ (als höchster Werth) angenommen wird:

$$y = 0{,}0129 + 0{,}0015 = 0{,}0144^{mm}.$$

1) Die Ableitung derselben siehe im Original S. 237—239.
Es bedeuten B den auf 0° reducirten Barometerstand,
B' den Barometerstand, für welchen $t = 0$ ist,
g und γ die Ausdehnungscoëfficienten des Glases und Messings,
t die Temperatur.

Eine Temperaturerhöhung von 10° bringt also einen Fehler in dem Sinne hervor, dass die Angaben des Apparates um höchstens 0.144^{mm} zu hoch ausfallen[1]).

Stark vom Barometerstande abhängig ist nur das zweite durch die Ausdehnung des Wagebalkenarmes L bedingte kleinere Glied in 17, man kann den geringen Fehler y also als constant betrachten und mit Leichtigkeit corrigiren, oder eventuell noch eine Compensationsvorrichtung nach dem Princip des Metallthermometers anbringen, falls man in der Genauigkeit überhaupt so weit gehen will.

Von Interesse ist nun noch die genaue Bestimmung der Bewegung des Laufrades oder Schreibstiftes für eine Luftdruckänderung von 1^{mm}; es ergibt sich Folgendes:

$$\frac{dl}{dB} = \frac{Q_0 Q'_0 L_0 s_0}{Q'_0 + Q_0 - q_0 - r_0} \cdot \frac{1}{p} (1 + 2gt)(1 + \gamma t) \qquad (18$$

(s_0 = specifisches Gewicht des Quecksilbers bei 0°; hinsichtlich der übrigen Zeichen vergleiche man die Figur).

Hiernach ist die „Vergrösserung" des Apparates zu berechnen. Man erkennt sogleich, dass eine starke Verengerung des Glasrohres am unteren Ende, so kurz sie auch immer sein möge, den Einfluss hat, dass das Laufrad etwas kleinere Bewegungen ausführt, als wenn die Verengerung nicht vorhanden wäre. In letzterem Falle hätte man $q = Q$, demnach

$$\frac{dl}{dB} = \frac{Q'_0}{Q'_0 - r_0} Q_0 s_0 \frac{L_0}{p} (1 + 2gt)(1 + \gamma t). \qquad (19$$

Dieser Werth ist grösser als 18; der Grund liegt darin, dass bei verengertem Rohre der der Zunahme des Luftdrucks entsprechende Zuwachs ΔB der Niveaudifferenz theilweise in einer Verlängerung der engen leichteren Säule besteht, so dass die entsprechende Gewichtszunahme ΔP um so kleiner werden muss, je enger die untere Säule ist; diese Verlängerung ist so gross wie das Sinken des Niveaus im Gefässe. Durch die Verengerung des Rohres wird also die „Vergrös-

1) Obiger Ableitung liegt die Voraussetzung zu Grunde, dass Grösse und Stellung der Schreibtafel einem Einflusse der Temperatur nicht ausgesetzt sind; das zweite Glied tritt in Gl. 17 insofern auf, als sich das Laufrad etwas nach links bewegen muss, wenn sich das statische Moment rechts durch Ausdehnung von L vergrössert. Werden Gerüst und Tafel aus demselben Material wie der Wagebalken gefertigt, so wird dieses zweite Glied gar nicht vorhanden sein.

serung" des Apparates eine Function der Weite des Gefässes, ohne die Verengerung ist sie davon unabhängig. Wie indessen aus 18 ersichtlich, wird die Proportionalität zwischen der Bewegung des Laufrades und der Zunahme des Luftdruckes durch die Verengerung durchaus nicht beeinträchtigt.

Aus diesen Betrachtungen geht übrigens hervor, dass in dem oben citirten Artikel in der Oesterr. Zeitschr. f. Meteorol. unnöthigerweise auf möglichste Weite des Gefässes Gewicht gelegt wurde. Man wähle dasselbe nur so weit, dass auch bei möglichster Kürze des engen Theiles die Verengerungsstelle nicht in das Quecksilber des Gefässes gerathe.

Zum Schlusse sei darauf hingewiesen, dass sich der in Rede stehende Barograph recht gut zur Fernregistrirung eignet. Der Apparat der Empfangsstation besteht aus dem Uhrwerk, der Schreibtafel, der Stahlschraube mit Reiter und Schreibstift, dem Elektromagneten u. s. w., während der Wagebalken, das Laufrad und das Barometer fortzulassen sind. Ist nun der Elektromagnet der Empfangsstation in den Stromkreis des Barographen der Beobachtungsstation eingeschaltet, so führen beide Stahlschrauben und somit auch die Schreibstifte identische Bewegungen aus, wenn nur die beiden konischen Räder an jeder Schraube gleich gross sind. Dem Zwecke der Fernregistrirung würde demnach eine etwas abweichende Construction dieser Räder besser entsprechen. Wie man sieht, kann diese Registrirung gleichzeitig an mehreren entfernten Orten geschehen.

Beitrag zur Erklärung des Zöllner'schen Radiometers.

Von

J. Puluj,

Privatdocent und Assistent am physikalischen Cabinet der Wiener Universität.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Herr F. Zöllner beschreibt in der dritten Abhandlung seiner „Untersuchungen über die Bewegung strahlender und bestrahlter Körper“ [1]) ein sinnreich construirtes Radiometer, dessen sonderbare Bewegungserscheinungen bisher nicht erklärt worden sind. Der Apparat besteht aus einem beweglichen Kreuz mit ungeschwärzten Glimmerblättchen, welche, wie in der Fig. 1 dargestellt ist, gegen den Horizont schräg geneigt sind. Unter dem Kreuz ist ein horizontal liegender Ring von Platindraht angebracht und seine Enden in die Glaswand eingeschmolzen, um einen galvanischen Strom hindurchleiten zu können. Die Temperaturerhöhung des Platindrahtes wurde näherungsweise durch ein in Fünftelgrade Celsius getheiltes Thermometer bestimmt, um dessen Quecksilbergefäss ein Platindraht von derselben Dicke wie in dem betreffenden Radiometer in einer dicht anschliessenden Spirale von mehrfachen Windungen geführt war. Das Thermometer wurde dann in ein Ge-

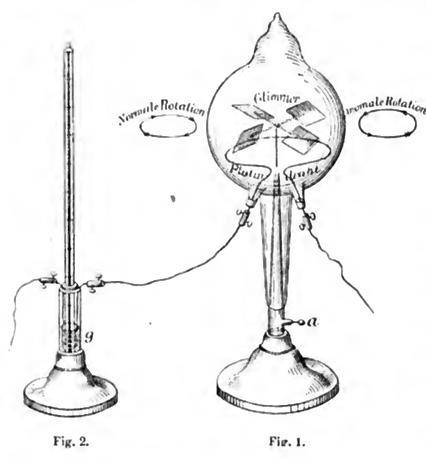


Fig. 2. Fig. 1.

1) Pogg. Ann. Bd. 160 S. 460.

fäss gesetzt, in dem sich eine nicht leitende Flüssigkeit befand. z. B. Kopallack, welche die Drahtspirale umspülte (Fig. 2).

Mit einem Apparate mit zwei communicirenden Radiometergefässen (Fig. 3), welche mit einem Aluminium- und Platinring versehen waren, wurden bei einer galvanischen Temperaturerhöhung des Drahtes von höchstens 10° C., unter verschiedenen Druckverhältnissen des Gases im Innern der Gefässe, folgende Erscheinungen beobachtet.

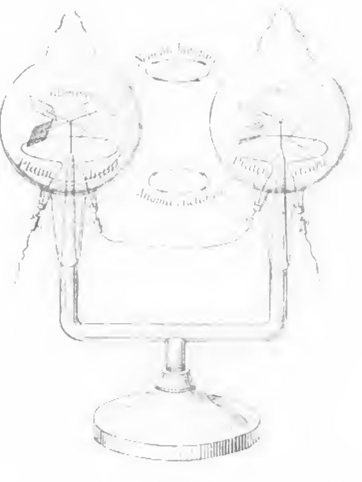


Fig. 3.

1. Bei gewöhnlichem Barometerdruck von 760 mm fand eine normale Rotation statt, d. h. eine solche, wie sie durch erwärmte, vom Drahte aufsteigende Luftströme erklärt werden könnte.

2. Bei stetiger Verminderung des Druckes trat bei ungefähr 100 mm ein Wendepunkt ein, indem sich die Rotation mit abnehmender Geschwindigkeit bis zum Stillstande bei diesem Druck verlangsamte.

3. Bei niedrigeren Druckwerthen als 10 mm stellte sich eine anormale Rotation nach der entgegengesetzten Richtung ein, d. h. eine solche, welche durch Aufsaugung des Gases durch die erwärmten Drähte, sowohl Aluminium- als Platindraht, erklärt werden könnte.

4. Diese anormale Rotation blieb unverändert bis zu Druckwerthen, welche barometrisch nicht mehr gemessen werden konnten und bei welchen, wie es schien, ein mit der Pumpe gleichzeitig in Verbindung gesetztes gewöhnliches Radiometer bereits den Punkt seiner grössten Empfindlichkeit überschritten hatte.

5. Bei fortgesetzter Evacuation tritt fast plötzlich wieder die normale Rotation ein, jedoch mit einer solchen Geschwindigkeit, dass man nicht mehr die einzelnen Theile des rotirenden Kreuzes zu erkennen im Stande ist. Herr Zöllner hat bei den empfindlichsten

Radiometern, selbst bei der kräftigsten Bestrahlung durch die Sonne, niemals auch nur entfernt solche Rotationsgeschwindigkeiten beobachtet. Die galvanische Erwärmung des Drahtes braucht hierbei nur 2—3° zu betragen. Der Eintritt der Wendepunkte scheint näherungsweise beim Platindraht und Aluminiumdraht gleichzeitig einzutreten.

Alle diese Versuche gelingen mutatis mutandis auch dann, wenn die Drehungen über statt unter dem beweglichen Kreuze angebracht sind.

Wenn die Gefässe bei diesem geringen Drucke des eingeschlossenen Gases abgeschmolzen werden, so findet unter denselben Bedingungen die normale Rotation bei der galvanischen Erwärmung der Drähte gleichfalls statt. Die Geschwindigkeit der Rotation nimmt indessen fortwährend ab, bis nach 8—10 Tagen selbst bei einer Erwärmung bis zum Glühen Stillstand eintritt, der sich später in die anormale Rotation verwandelt, welche Aenderungen nur durch allmähliche Druckvergrösserungen im Innern des Gefässes herbeigeführt werden.

Interessant ist noch ein Versuch, den Herr Zöllner gemacht hat, indem er das Radiometer einfach in das volle Sonnenlicht stellte. Es fand eine normale Rotation statt, auch wenn sich der Druck so weit vergrössert hat, dass bei der galvanischen Erwärmung des Drahtes die anormale Rotation eintrat.

Aus diesem Versuche folgert Herr Zöllner, dass der galvanische Strom nicht nur durch die von ihm in dem Draht erzeugte Erwärmung auf die Glimmerscheibe wirkt, sondern dass diesem Strom eine specifische Wirkung auf das umgebende gasförmige Medium zugeschrieben werden muss, welche entgegengesetzt der durch Temperaturerhöhung erzeugten Wirkung ist. Diese Wirkung könnte nach Zöllner durch eine Resorption des umgebenden Gases erklärt werden.

Für die Existenz solcher Absorptionsprocesse wird noch folgende Beobachtung angeführt. Es wurde der in Fig. 3 dargestellte Doppelapparat, nachdem er während einer der normalen Rotation entsprechenden Verdünnung abgeschmolzen war, zwischen das Doppelfenster des Arbeitszimmers gestellt. Während einige Tage seit dem Abschmelzen bereits eine Verminderung der normalen Rotationsgeschwindigkeit eingetreten, wurde eines Abends beim Mondschein eine langsame Rotation in anormaler Richtung beobachtet. Diese Rotation wurde seitdem des Nachts auch ohne Mondschein während

eines Zeitraums von vier Wochen beobachtet. Auch des Tags bei dicht bedecktem Himmel fand diese Rotation statt, während bei heller Beleuchtung ein Stillstand eintrat, der sich bei Bestrahlung durch die Sonne in eine normale Rotation verwandelte. Diese Eigenschaft hat sich jedoch nach und nach verloren.

In der Abhandlung wird noch eines Umstandes in Kürze gedacht. Herr Zöllner vermuthete, dass die Erscheinung mit einer Ausstrahlung gegen den Himmelsraum im Zusammenhange stehe, und öffnete daher zur Vergrösserung dieser Ausstrahlung das äussere Fenster, während das innere wieder geschlossen wurde. Die eintretende Wirkung war die entgegengesetzte von der erwarteten: die Bewegung hörte nach Verlauf einer halben Minute vollständig auf. Sobald aber das äussere Doppelfenster wieder geschlossen wurde, stellte sich auch wieder die anormale Rotation ein. Diese Versuche wiederholte Zöllner sehr oft mit gleichem Erfolge und zeigte dieselben seinen Freunden.

Während ich eine Vorlesung über „strahlende Elektrodenmaterie" im naturwissenschaftlichen Vereine hielt, bemerkte ich, dass das Rädchen in einem Zöllner'schen Radiometer von der in Fig. 1 dargestellten Form in anormaler Richtung sich drehte, und zwar bei einem Verdünnungsgrade, bei welchem in Folge galvanischer Erwärmung oder Emission von strahlender Elektrodenmaterie, zu welchem Zwecke in das Radiometer bei *a* (Fig. 1) noch eine Elektrode eingeschmolzen wurde, die normale Rotation stattfand. Ich dachte gleich an den Mondschein beim Zöllner'schen Versuche, und es schien mir höchst wahrscheinlich zu sein, dass die Ursache dieser räthselhaften Bewegung von der Bestrahlung durch eine Reihe von Gasflammen herrühren könnte, welche in einer Entfernung von ungefähr drei Metern vom Experimentirtische fast an der Decke im Vorlesungssaale angebracht waren.

Ich vermuthete, dass eine Beleuchtung des Radiometers von unten eine entgegengesetzte Bewegung veranlassen würde. Der Versuch wurde nachher mit einem Schmetterlingsbrenner ausgeführt, und meine Vermuthung bestätigte sich. Befand sich die Flamme vertical oder schief über dem Apparate, so war die Rotation in anormaler Richtung, und verwandelte sich in eine entgegengesetzte normale Richtung, wenn die Flamme unterhalb des Apparates aufgestellt wurde.

Wenn ferner das Gefäss des Apparates oben mit in Aether getränktem Fliesspapier bedeckt und auf diese Weise abgekühlt und

unterhalb des Kreuzes durch Berührung mit der Hand noch erwärmt wird, so stellt sich ebenfalls eine sehr lebhafte Rotation in anormaler Richtung her. Eine entgegengesetzte Drehung findet bei der Abkühlung des unteren und Erwärmung des oberen Glasgefässes statt.

An einem Vormittage beobachtete ich an demselben Apparate eine Drehung in anormaler Richtung, wiewohl in das Zimmer keine Sonnenstrahlen gelangten und der Apparat nur im diffusen Lichte in der Nähe des Fensters stand. Nachmittags trat Stillstand ein.

Es lag die Vermuthung nahe, dass die Ursache dieser Bewegung die Ausstrahlung vom Plafond des Arbeitszimmers war, welcher Vormittags gegen den Boden verhältnismässig wärmer als Nachmittags war.

Ich machte einen Versuch mit heissen Kupferplatten, indem ich dieselben in einer Entfernung von ungefähr einem Meter oberhalb oder unterhalb des Radiometers horizontal aufstellte. Es ergab sich das Resultat, dass Wärme- und Lichtstrahlen dieselbe Rotation veranlassen, eine anormale bei Bestrahlung des Gefässes von oben und eine normale bei Bestrahlung von unten.

Ich wiederholte auch den Zöllner'schen Versuch, indem ich das Radiometer direct in das Sonnenlicht stellte. Das Kreuz rotirte in normaler Richtung; als ich jedoch ein Bündel Sonnenstrahlen, welches durch ein rundes Loch von ungefähr 7^{cm} Durchmesser in das Arbeitszimmer hereingelassen wurde, von oben auf das Radiometer fallen liess, drehte sich das Kreuz ebenso wie vom Gaslichte und den Wärmestrahlen in anormaler Richtung, und kehrte in die normale Richtung um, sobald das Strahlenbündel mittels eines Spiegels auf den unteren Theil des Apparates gerichtet wurde.

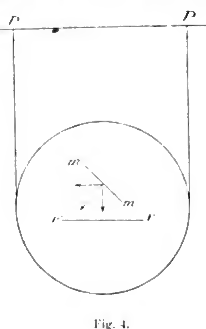


Fig. 4.

Diese sowie die von Herrn Zöllner gemachten radiometrischen Versuche bei grosser Verdünnung (0,02^{mm} Quecksilberdruck) lassen sich auf folgende Weise erklären.

Befindet sich die heisse Metallplatte *PP* (Fig. 4) über dem kugelförmigen Apparate, so wird nur die obere Hälfte desselben von Wärmestrahlen getroffen und erwärmt. Die nebenstehende Figur stellt einen Durchschnitt des Glasgefässes mit der Verticalebene dar, welche den Platinring tangirt;

rr ist ein Stück des Platinringes und *mm* der Querschnitt des schräg gestellten Glimmerblättchens mit jener Verticalebene.

Die an die obere Glaswand anprallenden Gasmoleküle entfernen sich von derselben mit grösseren Geschwindigkeiten und übertragen durch Stösse einen Theil ihrer lebendigen Kraft an den Flügel *mm*, welcher in Folge dessen einen Ueberdruck normal zur Fläche erfahren wird. Die verticale Componente dieses Druckes wird durch die Spitze aufgehoben, während die zweite zum Ring parallele Componente den Flügel in anormaler Richtung treibt, wie sich aus der Zeichnung ergibt.

Es ist leicht einzusehen, dass, wenn die Platte unterhalb des Apparates aufgestellt ist, die Blättchen einen von unten nach oben gegen die Fläche normal gerichteten Ueberdruck erfahren werden und dass daher die Bewegung umkehren muss.

Für den Zöllner'schen Versuch beim Mondschein ergibt sich daraus folgende Erklärung. Die Bewegung wurde theilweise durch das schwache Mondlicht, hauptsächlich aber durch die Wärme verursacht, welche vom oberen Theil des Doppelfensters stärker als vom unteren ausgestrahlt wurde. Beim offenen Fenster hat sich die Temperatur im ganzen Raum des Doppelfensters ausgeglichen und es trat in der Bewegung ein Stillstand ein. Die stärkere Wärmestrahlung von oben war die Ursache der anormalen Bewegung, welche von Herrn Zöllner auch ohne Mondschein und von mir am Vormittage im geheizten Zimmer beobachtet wurde. Nachmittags hat sich die Temperatur ausgeglichen, und der geringe Temperaturunterschied der Decke und des Bodens konnte die Bewegungswiderstände nicht überwinden. Der Drahtring ist für diese Versuche von untergeordneter Bedeutung; er wird die Bewegung etwas schwächen oder verstärken, je nachdem die Bestrahlung von oben oder von unten geschieht. Dass diese Versuche auch ohne Drahtring gelingen müssen, folgt aus der gegebenen Erklärung. Auch habe ich derartige Versuche mit Erfolg gemacht und zwar mit dem in Fig. 5 dargestellten Apparate.

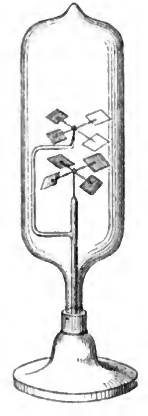


Fig. 5.

Je nachdem derselbe mit der Hand oberhalb oder unterhalb der Kreuze, von denen das untere auf seiner oberen Seite geschwärzt ist, erwärmt

wird, rotiren beide Kreuze in anormaler oder normaler Richtung. Dass ein Kreuz genügt, ist selbstverständlich.

Wird der Apparat leuchtenden Strahlen ausgesetzt, und zwar so, dass dieselben von oben auf den Apparat fallen, so gehen die Lichtstrahlen durch die Glaswände und treffen die oberen Flächen der Glimmerblättchen, und da letztere die Wärme schlecht leiten, so werden die Glimmerblättchen an der bestrahlten Seite wärmer sein als an der beschatteten Seite. Aus der Reaction der anprallenden Gasmoleküle resultirt daher ein normal gegen die Blättchen von oben nach unten gerichteter Ueberdruck, welcher die Blättchen in anormaler Richtung dreht. Bei der Beleuchtung des Apparates von unten kehren sich die Verhältnisse und die Drehungsrichtung um.

Wird der Apparat ohne Drahtring in das volle Sonnenlicht gestellt, so halten sich beide Wirkungen mehr oder weniger das Gleichgewicht, und wenn auch die Bestrahlung von oben etwas stärker sein wird, so genügt diese geringe Differenz in der Bestrahlung nicht, um die Bewegungswiderstände zu überwinden; ein solcher Apparat im vollen Sonnenlichte muss daher stillstehen.

Diesen Versuch hat auch bereits Herr Zöllner gemacht[1]). In der ersten Abhandlung seiner Untersuchungen bemerkt er zu einem Apparate, in welchem unter dem Kreuze statt des Platinringes eine Scheibe aus Aluminiumblech angebracht war, Folgendes: „Das soeben beschriebene Kreuz zeigt, für sich allein in derselben Weise wie die Radiometerkreuze in einem kleinen Glasgefäss eingeschlossen, selbst im hellen Sonnenschein keine rotirende Bewegung. Wird jedoch möglichst nahe unterhalb desselben eine Scheibe von blankem Aluminiumblech angebracht, so rotirt das Kreuz selbst bei dicht bedecktem Himmel fast ebenso schnell wie die empfindlichsten der bisher von mir beobachteten Radiometer. Der Sinn der Rotation entspricht einer Emission von der Metallfläche aus."

Befindet sich unter dem Kreuz ein Drahtring, so erwärmt er sich im vollen Sonnenlichte und die von demselben mit grösserer Geschwindigkeit zurückprallenden Gasmoleküle übertragen einen Theil ihrer lebendigen Kraft an die Glimmerblättchen und veranlassen eine Drehung derselben in normaler Richtung.

Es möge hier noch der Versuch einer Erklärung der Bewegungserscheinungen im Zöllner'schen Radiometer, wenn der Platinring

1) Pogg. Ann. Bd. 160 S. 166.

von einem galvanischen Strome durchflossen wird, Platz finden.

Dass die Bewegung in normaler-Richtung beim vollen Atmosphärendruck durch Luftströmungen, die durch den erwärmten Draht entstehen, veranlasst werden, darüber wird wohl Niemand zweifeln; dagegen scheint mir die Ansicht des Herrn Zöllner, dass die anormale Bewegung bei kleineren Druckwerthen als 10^{mm} durch Resorption des Wasserstoffes durch den Platinring erklärt werden könnte, schon deshalb wenig Wahrscheinlichkeit zu besitzen, weil diese Umkehrung auch beim Aluminiumring, welcher Wasserstoff gewiss nur in sehr geringem Grade aufnehmen wird, von Herrn Zöllner selbst beobachtet wurde. Ausserdem müsste ja diese Resorption, also auch die Bewegung, einmal doch ein Ende nehmen, was nicht geschieht. Auch bin ich der Ansicht, dass man eher zu erwarten hätte, dass der erwärmte Draht Gase ausscheiden und nicht aufnehmen wird.

Ich wäre geneigt, die Ursache dieser Umkehrung in der diëlektrischen Polarisation und dem Elektrischwerden der Glimmerblättchen zu suchen. Der von einem Strome durchflossene Draht wird an seiner Oberfläche freie Elektricität besitzen, welche auf die Glimmerblättchen vertheilend wirkt und die zugewendeten Seiten elektrisch macht.

Wie indessen aus dieser elektrischen Wirkung des Platinringes ein gegen die Oberfläche des Blättchens normal gerichteter Zug, der das letztere in anormaler Richtung treibt, resultirt, darüber weiss ich nichts Bestimmtes anzugeben, bin aber nichtsdestoweniger von dem elektrischen Ursprung dieser Bewegung fest überzeugt. Dafür scheint mir folgendes Experiment zu sprechen. Wird der eine Pol des Inductionsapparates mit dem Platinring verbunden und der andere zur Erde abgeleitet, und ist der Druck im Radiometer so gross, dass bei Anwendung des galvanischen Stromes eine anormale Rotation stattfinden müsste, so rotirt das Kreuz ebenfalls in anormaler Richtung, mag der positive oder negative Pol zur Erde abgeleitet sein.

Ist die Wirkung der diëlektrischen Polarisation schwächer als die ihr entgegengesetzte Wirkung der Luftströmungen, so findet eine normale Rotation nach Zöllner's Angaben von $760-10^{mm}$ statt.

Wird der galvanische Strom unterbrochen, während das Radiometer in anormaler Richtung rotirt, so findet eine Umkehrung und Drehung desselben in normaler Richtung statt. Diese Drehung wird

durch Luftströmungen veranlasst und dauert nur kurze Zeit, da der Draht sich bald abkühlt.

Bei hohen Verdünnungsgraden tritt noch eine neue Ursache der Bewegung hinzu, nämlich die strahlende Wärme, deren Wirkung der der diëlektrischen Polarisation ebenfalls entgegengesetzt ist. In Folge grosser Verdünnung wird der Draht glühend und der Strom schwächer und daher auch die Glimmerblättchen schwächer elektrisch. Die strahlende Wärme des Platinringes erwärmt die Glimmerblättchen an den zugewendeten Seiten, und die Reaction der stärker zurückprallenden Moleküle auf die Glimmerblättchen wird die letzteren in normaler Richtung zu drehen suchen. Da ausserdem auch vom Platinring warme, d. h. mit grossen Geschwindigkeiten begabte Gasmoleküle herausfahren und einen Theil ihrer lebendigen Kraft durch Stösse auf die Flügel in gleichem Sinne übertragen, so wird auch dadurch die normale Drehung verstärkt.

Man hat sich somit eine dreifache Ursache der Bewegungserscheinungen im Zöllner'schen Radiometer zu denken. Luftströmungen und Wärmestrahlung suchen die Blättchen in normaler und die Wirkung der diëlektrischen Polarisation in anormaler Richtung zu drehen. Die Luftströmungen nehmen mit der Verdünnung ab, es überwindet die Wirkung der diëlektrischen Polarisation und es findet die erste Umkehrung bei 10^{mm} statt. Mit fortgesetzter Verdünnung nimmt die Erwärmung des Drahtes in Folge geringerer Wärmeleitung des Gases zu und die Intensität des Stromes, also auch das Elektrischwerden der Glimmerblättchen, ab, und da auch gleichzeitig die Wärmestrahlung zunimmt, so wird die Wirkung der letzteren bei einem bestimmten Druck, ungefähr $0{,}02^{mm}$, überwunden und es findet nach einer zweiten Umkehrung eine normale Rotation statt.

Wenn es gelingt, eine Wirkung z. B. die Wärmewirkung dadurch zu eliminiren, dass man den Platinring durch einen dicken Kupferring ersetzt, so ist zu erwarten, dass die erste Umkehrung schon bei grösserem Drucke als 10^{mm} und die zweite vielleicht gar nicht eintreten wird.

Würde dieser Versuch, den ich zunächst auszuführen gedenke, sich experimentell bestätigen, so wäre er ein indirecter Beweis für die Richtigkeit der gegebenen Erklärung durch Elektrischwerden der Glimmerblättchen.

Nachschrift.

Während der Correctur vorstehender Mittheilung erhielt ich Kenntnis von einer neuen Schrift des Herrn Zöllner, betitelt „Das Scalen-Photometer" (Leipzig 1879), welche S. 84 auch eine Antwort auf den von mir gegen seine Emissionstheorie erhobenen[1]) Einwand enthält. Herr Zöllner bemerkt dazu: „Die Anwesenheit eines geringen Restes von Gas, besonders Sauerstoff, kann sehr wohl durch eine Art katalytischer Wirkung die Ablösung der elektrischen Theilchen von den emittirenden Flächen begünstigen und hierdurch ein Maximum des Rotationseffectes bei einem gewissen Grad der Verdünnung erzeugen."

Dieser Erklärung gegenüber erlaube ich mir zu bemerken, dass ich mich durch dieselbe aus dem Grunde nicht überzeugt fühlen kann, weil derartige katalytische Wirkungen, wie sie Herr Zöllner annimmt, experimentell noch nicht nachgewiesen worden sind und daher möglicherweise auch gar nicht existiren. Es wird daher einer anderen mächtigeren Stütze bedürfen, um die Emissionstheorie gegen die einfache Erklärungsweise der kinetischen Gastheorie halten zu können.

Auch sei es noch bemerkt, dass in der erwähnten Schrift (S. 59) ein Versuch mit dem Inductionsstrome sich vorfindet, den ich auf S. 61 der erwähnten Mittheilung beschrieben habe. Von diesem Versuche ausgehend erklärt Herr Zöllner die anormale Rotation (bei Anwendung des galvanischen Stromes und eines Druckes von 10—0,02^{mm}) durch die Existenz eines Doppelstromes elektrisch bewegter Gasmoleküle, und zwar nach Analogie der von Faraday, Armstrong und Quincke beobachteten Doppelströmung von festen Theilchen, welche in einer vom elektrischen Strome durchflossenen Flüssigkeit suspendirt sind. Ueber die Wirkungsweise dieses Doppelstromes schreibt Herr Zöllner Folgendes:

„Nimmt man daher in den luftverdünnten, aber stets mit Quecksilberdampf erfüllten Räumen der Radiometer ein ähnliches Verhältnis zwischen grossen und kleinen Molekülen an und erwägt, dass bei höherer Dichtigkeit der Dämpfe und Gase die grösseren Moleküle prävaliren[2]), so würde sich in der That bald die eine

1) Ueber das Radiometer. Dieses Repertorium Bd. 16 S. 58.

2) Aehnlich wie die Grösse der Wassertheilchen in unserer Atmosphäre mit der Dichtigkeit der Wasserdampfspannung sich verändert. Vgl. Wissenschaftl. Abh. Bd. 2 Thl. 2 S. 779.

oder andere Richtung der stets vorhandenen Doppelströmung von Gasmolekülen, je nach dem Grade der Verdünnung, durch die Rotationsrichtung des Glimmerkreuzes manifestiren."

Ich erlaube mir nur hervorzuheben, dass die Ansicht des Herrn Zöllner mit meiner Vermuthung über die Natur der Kraft, welche die anormale Rotation verursacht, übereinstimmt; während ich aber offen eingestanden habe, über die Wirkungsweise dieser Kraft noch im Unklaren zu sein, macht Herr Zöllner den Versuch einer Erklärung, die, wenn auch durch Analogien gestützt, eine Anerkennung erst durch anderweitige Experimente sich wird erkämpfen müssen.

Ueber elektrische Lichterscheinungen in Gasen.

Von

Eugen Goldstein.

(Aus den Monatsberichten der kgl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Ueber neue Phosphorescenzwirkungen der elektrischen Entladung.

Die Phosphorescenz, welche die Kathodenstrahlen verursachen, war bisher das einzige Beispiel einer von einer unmessbar dünnen Schicht der Entladung ausgehenden und darum ganz scharfe Bilder darstellenden Lichterregung auf festen Flächen. Die Bilder sind die Durchschnitte der elektrischen Strahlenbündel mit der Wandung.

Es gelang mir, noch zwei Arten solcher Phosphorescenzerregung im letzten Jahre aufzufinden, resp. frühere gelegentliche Beobachtungen jetzt durch ausgedehntere, planmässige Versuche zu allgemeiner gültigen Resultaten umzugestalten.

Die erste der zu besprechenden neuen Phosphorescenzerregungen tritt ebensowohl bei denjenigen Dichten auf, in welchen Kathodenstrahlen die bisher behandelte Phosphorescenz erregen, als auch bei Gasdichten, die mehrere tausend Mal stärker sind als jene: bei $^1/_{100}$ ^{mm} Druck sowohl, wie sogar bei atmosphärischer Dichte.

Diese Art der Phosphorescenz lässt sich beobachten, wenn man eine Elektrode des Entladungsgefässes mit einem feinen phosphorescenzfähigen Pulver umgibt, das den Raum zwischen Elektrode und Wand rings erfüllt und auch das freie Ende der Elektrode noch überragt. Wenn man dann (während die Zuleitungsringe beider Elektroden mit dem Inductorium in leitender Verbindung stehen) die äussere Gefässwand um die Pulvermasse an einer Stelle ableitend berührt, so gehen von dem ableitenden Körper zur Glasfläche verästelte, sternartige Entladungen über, ähnlich denen, die man bei Erzeugung Lichtenberg-scher Figuren im Dunkeln auf der nichtleitenden Platte, welcher die Elektricität zuführende Spitze gegenüber steht, beobachtet.

Ausser diesen äusseren Entladungen zeigen sich aber noch andere in der Umgebung der berührten Stelle zwischen der Innenwand und der sich ihr anschmiegenden Oberfläche der Pulvermasse. Auch diese Entladungen sind verzweigt, sie lassen aber im Allgemeinen eine viel reichere Verästelung, viel zierlichere dendritische Formen erkennen.

Diese innern Entladungen nun bringen die Oberfläche der Pulvermasse zum Leuchten; dieses Leuchten aber breitet sich nicht gleichmässig über die Fläche aus, sondern es stellt Muster von einer überraschenden Feinheit der Zeichnung dar, in denen sich die getreuen Abbilder aller dem Auge erkennbaren Verästelungen der Entladung wiederfinden. Die Phosphorescenzzeichnung zeigt aber ausserdem noch eine erstaunliche Menge feinerer Verästelungen, die das Auge in der erzeugenden Entladung selbst nicht zu erkennen vermag. Da dies von der Entladung erregte Phosphorescenzlicht viel heller ist als das von der Entladung unmittelbar emittirte Licht, so ist wohl mit Recht zu vermuthen, dass die Phosphorescenz in den feinen Verästelungen Theile der Entladung zur Wahrnehmung bringt, die für die directe Beobachtung zu lichtschwach sind und für deren Studium sich die Phosphorescenzerregung somit als ein nützliches Hilfsmittel erweist. Ich hoffe später zeigen zu können dass das Studium solcher verästelter Büschelentladungen für eine nähere Erkenntnis des κατ' ἐξοχὴν sogenannten elektrischen Funkens des Gewitterblitzes durchaus nothwendig sein dürfte.

Die grüne Phosphorescenz, welche in fein gestossenem Hohlglas durch solche Entladungen erzeugt wird, war bei abnehmender Gasdichte bereits erkennbar, als die Luft des Entladungsgefässes auf 50^{mm} evacuirt war, und am pulverisirten Kalkspat zeigte sie in prächtig orangerothen Mustern sich sogar schon bei atmosphärischem Drucke.

Mit abnehmender Gasdichte nimmt die Helligkeit des Phosphorescenzlichts zu, und zugleich wächst die Flächenausdehnung der Bilder, wie ihr Reichthum an feinen und zierlichen Detailzeichnungen.

Anstatt diese Phosphorescenz bei Verbindung beider Elektroden mit dem Inductorium durch Berührung der Aussenwand mittels eines nichtisolirten Leiters zu erzeugen, kann man dieselbe und zwar in gesteigerter Vorzüglichkeit auch dadurch hervorbringen, dass man den zur nicht umhüllten Elektrode führenden Poldraht von letzterer ablöst und sein Ende statt des neutralen Leiters an der innen vom Pulver berührten Wandung (aussen) ansetzt. Man bemerkt alsdann,

dass die leuchtenden Figuren verschiedenen Habitus besitzen je nach der Polarität des aussen angesetzten Drahtes.

Diese Phänomene gehören zu den schönsten im Gebiete der durch Elektricität hervorgerufenen Lichterscheinungen. —

Weniger effectvoll in den Formen ihrer Erscheinung ist die zweite neue Art der Phosphorescenz, die zu nicht unwichtigen Aufschlüssen über das sogenannte positive Licht der Entladung führt.

Während das Kathodenlicht in steifen und geradlinigen Strahlen sich ausbreitet, schien es, als ob das positive Licht stets aus Büscheln schmiegsamer, um jede Biegung des Entladungsrohrs sich herumwindender Strahlen bestände, — wenn hier bei dieser grossen Abschwächung der Eigenschaften des negativen Lichts der Ausdruck Strahlen überhaupt noch angebracht war.

Diese Auffassung wird durch Versuche, die ich während des letzten Jahres angestellt habe, entschieden widerlegt, wenigstens für das positive Licht bei sehr geringen Dichten des durchströmten Gases.

Wenn das positive Licht ein stark evacuirtes Cylinderrohr erfüllt, das an irgend einer Stelle eine Biegung hat, ohne dabei seinen Querschnitt zu ändern (s. nebenstehende Figur), so beobachtet man Folgendes: An der Biegung tritt an der Seite des Rohres, welche die Convexität der Biegung bildet, eine helle Phosphorescenzfläche auf. Die Fläche ist ein Halboval, resp., da eine Begrenzung an der einen Seite nicht zu erkennen ist, von parabolischem Umriss. Die Achse der Parabel liegt in derjenigen Ebene, durch welche das gebogene Rohr in zwei congruente Längshälften zu zerschneiden ist. Die Fläche ist namentlich um den Scheitel herum scharf begrenzt; der Scheitel ist nach dem positiven Ende des Rohres gekehrt; an der entgegengesetzten, der Kathode zugewandten Seite verliert sie sich in ungewisser Begrenzung. — Nennt man Breite der Fläche ihre grösste Ausdehnung senkrecht zur Achse, gemessen auf dem Umfang des Rohres, so ist diese Breite etwas geringer als der halbe Umfang des Rohres. Die Fläche reicht mit ihrem scharf begrenzten Ende ein wenig nach der positiven Seite über diejenige Linie hinaus, in welcher die Leitlinien der inneren Wandung desjenigen Schenkels der Biegung, welcher nach der negativen Seite liegt, verlängert den andern Schenkel schneiden würden.

Fig. 1.

Bringt man an dem Entladungsrohr nicht bloss eine, sondern mehrere Biegungen an, so tritt an der Convexität einer jeden einzelnen eine Phosphorescenzfläche von der Beschaffenheit der eben beschriebenen auf.

Daraus geht hervor, dass die Phosphorescenz nicht verursacht wird durch die Strahlen der Kathode; denn diese könnten höchstens ein Leuchten an der ersten Biegung veranlassen, über die erste Biegung, ihrer geradlinigen Ausbreitung halber, aber nicht hinausreichen. Das positive Licht selbst bringt also die Phosphorescenz hervor.

Die Phosphorescenz der Biegungsflächen wird, wie die vom Kathodenlicht hervorgerufene, durch eine nur ganz dünne, unmittelbar der Wand anliegende Schicht erzeugt.

Dies folgt aus der scharfen Begrenzung, welche die Fläche an ihrer dem positiven Gefässende zugekehrten Seite zeigt. Zweitens folgt es daraus, dass von nahe der Biegung passend aufgestellten isolirten Drähten scharfe Schatten auf den phosphorescirenden Theil der Rohrwand geworfen werden.

Die letztere Erscheinung beweist zugleich, dass die elektrische Bewegung, welche im positiven Lichte sich manifestirt, eine regelmässige Ausbreitung hat.

Stellt man statt eines schattenwerfenden Drahtes zwei auf, welche beide in eine Ebene fallen, die identisch oder parallel ist mit jener Ebene, welche das gebogene Stück in congruente Längshälften theilt, so decken sich die Schatten beider Drähte. Daraus folgt, dass die regelmässige Ausbreitung des positiven Lichts speciell geradlinig ist.

Die Lage des Schattens endlich zeigt an, das die Phosphorescenz erregt wird durch Strahlen, die sich, sehr nahe der Röhrenachse parallel, von der Seite der Kathode her nach der positiven Seite hin ausbreiten.

Dass die geradlinige Ausbreitungsrichtung nicht als vollkommen coïncident mit der Richtung der Achsen in den cylindrischen Stücken bezeichnet werden kann, folgt aus der vorhin angegebenen Thatsache, dass die Fläche nach der positiven Seite sich ein wenig über den Durchschnitt des negativen Schenkels der Biegung mit dem positiven Schenkel erstreckt.

Die Beobachtungen an einem weiter unten zu beschreibenden Gefässe ergeben, dass die Abweichung der Strahlen von der Achsen-

richtung rings um das ganze Bündel, nach allen Seiten gleichmässig stattfindet. Daraus ergibt sich, dass die Strahlen des positiven Lichts nicht unter einander parallel verlaufen, sondern dass sie ein konisches Büschel von schwacher Apertur mit kreisförmigem Querschnitt bilden.

Wir sehen die Phosphorescenzflächen an den Biegungen somit an als die leuchtenden Durchschnitte der die negativen Schenkel der Biegung durchfluthenden Lichtsäule mit der Gefässwand, und wir sind im Ganzen zu folgender Anschauung von dem positiven Lichte in cylindrischen, stark evacuirten Röhren gelangt:

Das positive Licht stark verdünnter Gase besteht aus geradlinigen Strahlen, die sich von der negativen nach der positiven Seite fortpflanzen. Die Strahlen bilden ein schwach konisches Büschel, dessen Achse die Mittelachse des Cylinderrohres ist; wo dieses Büschel die *Gefässwand schneidet,* erregen die der Wand *unmittelbar anliegenden Theile der Strahlen* in ihr *Phosphorescenzlicht.*

Die in diesen Eigenschaften liegende Analogie zwischen den Strahlen des positiven Lichts und den Kathodenstrahlen ist in die Augen springend. Ich untersuchte, ob diese Analogie nicht bis zur Negation einer dem positiven Licht bisher stets zugeschriebenen, charakterisirenden Eigenschaft ginge: nach den bisherigen Angaben schlägt das positive Licht stets den *kürzesten* Weg von seiner der Kathode zugekehrten Grenze *nach der Anode* ein; während das Kathodenlicht seine Strahlen unabhängig von der Lage der Anode ausbreitet, sei der Verlauf des positiven Lichts von der Anodenlage wesentlich bedingt.

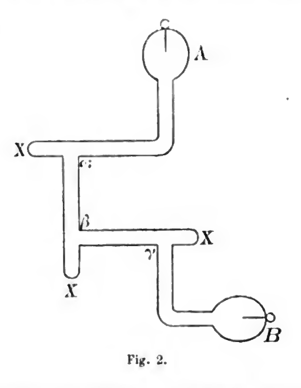


Fig. 2.

Gefässe von der durch Fig. 2 angedeuteten Form dienten zur Prüfung, ob das Verhalten des positiven Lichts in der That den bisherigen Auffassungen entspricht. Das ganze Gefäss ist mit Ausnahme der ellipsoidischen Elektrodenbehälter A und B aus einem und demselben Rohrstücke gefertigt. Beim Aneinandersetzen der einzelnen Theile bei α, β, γ wurde darauf ge-

achtet, dass an den Zusammenfügungsstellen keine Erweiterungen oder Verengerungen des Röhrenlumens einträten.

In einem concreten Falle war das Gefässrohr 1^{cm} weit, die Distanzen zwischen den Stellen α und β, β und γ betrugen 6^{cm}, die blindsackförmigen Fortsetzungen X reichten jede 2^{cm} über die Mündung des im rechten Winkel angesetzten Rohres hinaus.

Ist die Röhre nun stark evacuirt und functionirt B als Kathode, so erhält man (Fig. 3) das folgende Erscheinungsbild der Entladung:

Das positive Licht (bei dieser Dichte **lila** und bei der stärksten Evacuation **blau**) breitet sich von der Mündung des Kathodengefässes B durch den Schenkel 1 aus, bis seine geradlinigen Strahlen an die Wand der ersten Biegung stossen und (bei b) eine grüne Phosphorescenzfläche von der früher beschriebenen Form hervorrufen. Kurz hinter der Biegung zeigt das positive Licht ein schräggestelltes Helligkeitsmaximum, das nach der negativen Seite hin gut begrenzt ist und sehr schnell abfällt, während nach der positiven Seite hin die Helligkeit sehr allmählich geringer wird; die im Schenkel 2 verlaufenden positiven Strahlen erreichen bei γ den Schenkel 3, biegen aber nicht sogleich nach der Achse von 3 um, sondern setzen sich als ein rings wohlbegrenztes, schwach konisches, zur Achse von 2 symmetrisches Büschel bis zu der der Mündung γ gegenüberliegenden Wandstelle von 3 fort; der Durchschnitt dieser Stelle mit dem aus γ hervortretenden Büschel erscheint als eine helle, ringsum scharf begrenzte, grüne Phosphorescenzfläche.

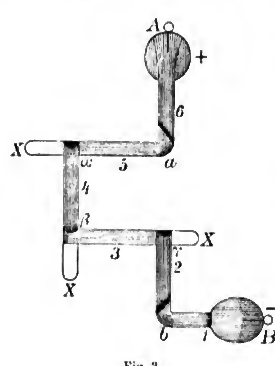


Fig. 3.

Neben dem Büschel findet sich in 3 wieder ein neues Maximum des positiven Lichts, von dem Büschel durch einen matt erhellten Zwischenraum getrennt. Das Maximum ist, wie das erste, nach der negativen Seite convex, die Helligkeit nach derselben Seite rasch, nach der positiven Seite allmählich abfallend, — also ganz das Bild der schalenförmigen nach der Kathode gekehrten Grenze einer positiven Schicht; die Achse des Schalenmaximums fällt hier auch zusammen mit der Mittelachse von 3. Der neben dem aus γ hervor-

tretenden Büschel liegende blinde Fortsatz X bleibt völlig leer und lichtlos. Ganz identische Erscheinungen zeigen sich bei β und α; auch hier treten wohlumgrenzte Büschel hervor, die sich bis zu der der Mündung gegenüberliegenden Wand verlängern und da, wo sie dieselbe schneiden, scharfumgrenzte Phosphorescenzflächen erzeugen. Auf jedes Büschel bei β und α folgt ein symmetrisch zur Achse des Rohrstücks gestelltes positives Maximum; auf das Büschel, das an der Biegung a eine grüne Fläche erzeugt, wieder ein schräg gestelltes Maximum des positiven Lichts. Die blinden Fortsätze X bleiben überall leer und dunkel.

Wird nun die Stromrichtung umgekehrt, so bietet die Entladung das folgende Bild (Fig. 4):

Das an der Mündung von 6 beginnende positive Licht erregt an der Biegung bei a eine grüne Fläche, deren scharfbegrenzte Seite aber jetzt umgekehrt wie vorhin gerichtet ist: nach 5 statt wie vorher nach 6. Hinter der Biegung liegt wieder ein schräges positives Maximum, das nach der negativen Seite scharf abfällt; die positiven Strahlen in 5 biegen nicht bei α nach dem Rohr 4 um, sondern verlängern sich mit abnehmender Dichte immer mehr in den Fortsatz X hinein, bis sie denselben vollständig erfüllt haben; am geschlossenen Ende von X tritt alsdann grüne Phosphorescenz auf; hingegen zeigt sich jetzt keine Phosphorescenz an dem der Mündung α gegenüberliegenden Stücke von 5. Am Eingang von 4 liegt wieder ein schaliges positives Maximum, über dem das Bündel in 5 deutlich gesondert verläuft. Dieselben Erscheinungen treten an allen entsprechenden Stellen des Gefässes auf, wie die Figur es andeutet: das positive Licht schlägt auch bei β und bei γ nicht den kürzesten Weg zur Anode, also mit Umgehung der Fortsätze ein, sondern dehnt sich bis ans Ende der Fortsätze aus und erregt hier Phosphorescenz. Die letztere fehlt, wie gegenüber α, auch gegenüber β und γ.

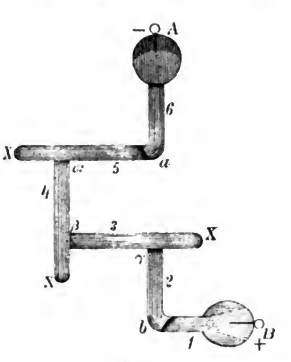


Fig. 4.

Die Versuche zeigen somit: Wie das Kathodenlicht breitet auch das positive Licht mit wachsender Gasverdünnung sich in gerader Richtung so weit aus, als die Raumverhältnisse des Entladungsgefässes es gestatten; es erfüllt jeden Raum, der in der Richtung seiner Strahlen, ohne eine feste Wand schneiden zu müssen, erreicht werden kann, auch wenn der Weg zu diesem Raum und bis zu seiner Begrenzung abweicht von dem kürzesten Wege nach der Anode.

Ueber die Crookes'sche Theorie der Entladungserscheinungen.

W. Crookes hat in Phil. Mag. Jan. 1879 eine Theorie der Phosphorescenzerregung durch die elektrischen Strahlen aufgestellt, welche diese Erregung in nahe Beziehung bringt zu der (von der Oberfläche der Kathode ab gezählten) zweiten Schicht des Kathodenlichts. Herr Crookes glaubt, dass die Entladung an der Kathode in einem Fortschleudern von an der Kathodenfläche elektrisch geladenen Gastheilchen bestehe; diese Gastheilchen drängten die nicht geladenen Moleküle bis auf eine gewisse Distanz von der Kathode vor sich her, und es entstände so ein Raum um die Kathode, der nur mit abgeschleuderten Molekülen erfüllt sei; da die Theilchen normal zur Oberfläche abgeschleudert würden, so wären bei einem geraden Draht oder einem ebenen Blech die Bahnen der abgeschleuderten Theilchen im ersten Fall sämmtlich divergent, im zweiten sämmtlich parallel, so dass die abgeschleuderten Theilchen unter einander keine Collisionen erleiden könnten. Nur die Collisionen der Theilchen unter einander aber sind nach Crookes die Ursache ihres Leuchtens; demnach erscheint jener nur von abgeschleuderten Theilchen erfüllte Raum als ein lichtloser. Dieser Raum dehnt sich mit zunehmender Gasverdünnung nach allen Richtungen aus, und wenn sein Durchmesser gleich dem Abstande der Kathode von der Wand geworden ist, — wobei die abgeschleuderten Theilchen dann also, ehe sie mit andern Gastheilchen collidirt sind, auf die Glaswand auftreffen, — so regen sie dieselbe unmittelbar zum Leuchten an.

Ich erwähne demgegenüber:

1. Die zweite Schicht des Kathodenlichts kann nicht aus von der Kathode lichtlos abgeschleuderten Molekülen bestehen; denn die Kathode wird unmittelbar von einer hellen, der gelbgefärbten ersten Schicht umhüllt [es wäre irrthümlich, diese Schicht etwa als eine

secundäre Glüherscheinung, hervorgerufen durch verdampftes Natrium, anzusehen; ihr Spectrum ist das Spectrum der Luft, frei von Natriumlinien][1]);

2. die zweite Schicht selbst ist auch nicht lichtlos, sondern deutlich blau gefärbt [bei der minimalen Dichte des leuchtenden Gases involvirt dies ein sehr starkes Emissionsvermögen desselben][2]);

3. die Strahlen des Kathodenlichts sind geradlinig, sowohl innerhalb der dritten wie innerhalb der zweiten Schicht eines geraden Kathodendrahtes. Die Crookes'sche Theorie setzt aber implicite voraus, dass die Entladung, also auch die abstossende elektrische Ladung an der Kathode mindestens so lange dauert, bis die erstabgeschleuderten Theilchen den Durchmesser der zweiten Schicht durchlaufen haben; daraus würde folgen, dass die Strahlen mindestens innerhalb der zweiten Schicht hyperbolisch gekrümmt sein müssen. Denn die abgeschleuderten Theilchen müssen, so lange die abstossende Ladung dauert, den Kraftlinien folgen; die Form der letztern aber bestimmt sich daraus, dass die Niveauflächen des elektrischen Potentials um einen geraden dünnen Draht confocale Ellipsoide sind.

Die vorstehend geltend gemachten Erfahrungen erhielt ich schon vor längerer Zeit; indes stellte ich der Crookes'schen Theorie halber auch einige Versuche neu an, die ich im Umriss skizziren will.

In einem Cylinder fungirte als Kathode ein ebenes Blech; schräg gegen dieses Blech war eine phosphorescenzfähige ebene Platte aufgestellt, so dass bei Dichten, in welchen die Entladung Phosphorescenz erregt, ein Theil dieser Platte innerhalb, ein Theil ausserhalb der zweiten Schicht des Kathodenlichtes lag. Da nach Crookes die zweite Schicht im Gegensatz zu den äussern Theilen des Kathodenlichts nur aus noch collisionslosen Theilchen besteht und die Phosphorescenz der Wandung nur durch den Stoss solcher vorher noch nicht aufgefangener Moleküle hervorgebracht wird, so müsste die Durchschnittslinie der Leuchtplatte mit der äussern Contour der zweiten Schicht sich scharf markiren als Grenze eines Gebietes heller Phosphorescenz gegen eine matt oder gar nicht leuchtende Fläche: den Durchschnitt der Platte mit den äussern Theilen des Kathodenlichts. Die Beobachtung ergibt indes, dass eine solche Scheidelinie in keiner Weise angedeutet ist: die Helligkeit der leuchtenden Platte ändert sich ganz stetig von Punkt zu Punkt und ist im Bezirk des äussern Kathoden-

1) und 2) [] Zusätze bei der Correctur.

lichts, das nach Crookes fast ausschliesslich aus collidirenden, zur Phosphorescenzerregung unfähigen Theilchen gebildet ist, noch sehr intensiv.

Herr Crookes hat in einzelnen Fällen ebenfalls constatiren müssen, dass Flächen, die ausserhalb der zweiten Schicht lagen, noch phosphorescirten. Zur Erklärung nimmt er an, dass einzelne Moleküle die mittlere freie Weglänge der abgeschleuderten Theilchen stark überschreiten, und so ausserhalb der zweiten Schicht liegende Phosphorescenzschirme erreichen und zum Leuchten anregen. Die mittlere freie Weglänge der abgeschleuderten Theilchen fällt nach Crookes zusammen mit der von der kinetischen Gastheorie berechneten mittlern freien Weglänge in einem Gase von der Beschaffenheit des in der Entladungsröhre enthaltenen Gases. Ich liess eine cylindrische Röhre von 90^{cm} Länge herstellen, deren Kathode ein an einem Ende der Röhre senkrecht zur Cylinderachse aufgestelltes ebenes Blech war. Als die zweite Schicht eine Dichte von 6^{cm} erreicht hatte, phosphorescirte das entgegengesetzte Ende des Cylinders hell unter dem Einflusse der bis dahin ausgedehnten Kathodenstrahlen.

Nach Untersuchungen von Herrn E. Hagen, Assistenten am hiesigen physikalischen Institut, ist die geringste mit einer Quecksilberpumpe herzustellende Dichte eines Gases bei der von mir benutzten Construction gleich $\frac{1}{125}^{mm}$ Quecksilberdruck. Nehmen wir an, dass diese kleinste mögliche Dichte in meinem Versuche erreicht war, so würde die ihr entsprechende mittlere Weglänge, in Anlehnung an den von Maxwell für atmosphärische Dichte gegebenen Werth, doch erst $0{,}00006 \cdot 760 \cdot 125^{mm} = 5{,}7^{mm}$ sein. Hingegen zeigt nach der oben angeführten Beobachtung die Weite der zweiten Schicht sich factisch mehr als zehnmal grösser.

Da eine von der Kathode fast 90^{cm} entfernte Fläche bei derselben Dichte hell phosphorescirt, so müsste eine beträchtliche Anzahl Theilchen die mittlere Weglänge um das 150fache überschreiten. Die Wahrscheinlichkeit hierfür für ein einzelnes Theilchen wäre e^{-150}, oder ungefähr $7 \cdot 10^{-66}$. Das Entladungsgefäss hatte einen Inhalt von nahe $\frac{1}{2}$ Liter. Nach Thomson enthält ein Kubikzoll Luft gewöhnlicher Dichte und Temperatur eine Anzahl von $3 \cdot 10^{20}$ Molekülen. In unserm Gefäss wären bei der angenommenen Dichte enthalten etwa $2 \cdot 10^{17}$. Es ist also die Wahrscheinlichkeit, dass auch nur ein einziges von den an der Kathode ausgeschleuderten Theilchen ohne vorherige Collision den Gefässboden erreicht, durchaus verschwindend.

Der Werth dieser Wahrscheinlichkeit fällt noch kleiner aus, wenn wir ausser der Dichte des Gasresiduums noch die Spannung des in den Pumpräumen vorhandenen Quecksilberdampfes in Rechnung ziehen.

Herr Crookes hat in verschiedenen Veröffentlichungen unter andern auch die Behauptung ausgesprochen, dass die Kathodenstrahlen stets senkrecht zu der emittirenden Fläche sich ausbreiten. Als Beleg dafür wird ein Versuch mit einem als Kathode benutzten kleinen sphärischen Hohlspiegel angeführt, bei welchem die an der Wand auftretende Phosphorescenzfläche auf einen Punkt sich reducirt, wenn die Wand gerade den Krümmungsmittelpunkt des Hohlspiegels aufnimmt. Nach meinen Erfahrungen über Strahlenablenkungen war ich überzeugt, dass die Thesis von Crookes nicht richtig sein konnte, und nach Beobachtungen, die ich selbst früher an verschiedentlich gekrümmten Kathoden angestellt hatte, vermuthete ich, dass auch das als Beweis von Crookes angeführte Experiment unvollständig beschrieben sei.

Zur Prüfung meiner Vermuthung stellte ich Versuche mit einem als Kathode fungirenden sphärischen Hohlspiegel an, dessen Oeffnung $21\frac{1}{2}^{mm}$, dessen Krümmungsradius $12\frac{1}{2}^{mm}$ betrug.

Es ergab sich, dass, wenn der Spiegel die von Crookes gewählte Lage gegen die Wand hatte, allerdings unter bestimmten Umständen die Phosphorescenzfläche des Kathodenlichts sich auf einen Punkt reducirte; aber bei constant gelassener Spiegellage konnten sowohl durch Funkeneinschaltung in die Entladung als durch Aenderung der Gasdichte statt dieses Punktes Flächen von sehr merklichem und sehr verschiedenem Durchmesser als „Brennflächen“ des Hohlspiegels erzielt werden. Ich erlaube mir, zur Veranschaulichung einige Daten der Versuche anzuführen.

Die Entfernung des Spiegelmittelpunktes von der Wand betrug 15^{mm}; ein kleiner Rühmkorff'scher Apparat, der in freier Luft Funken von etwa $1\frac{1}{2}^{cm}$ Länge liefern konnte, wurde durch die 4^{cm} weite Cylinderröhre entladen, deren Mittelachse von der Spiegelachse unter rechtem Winkel geschnitten wurde. Bei ca. $\frac{1}{6}^{cm}$ Gasdruck erscheint als Brennfläche eine runde helle Phosphorescenzscheibe von 4^{mm} Durchmesser. Wird nun in den Schliessungsbogen ausser der Röhre noch eine Luftstrecke von variirender Länge eingeschaltet, so vergrössert der Durchmesser der Phosphorescenzfläche sich, und zwar um so mehr, je länger der miteingeschaltete Funken wird. Der

Durchmesser der Fläche steigt so bis auf 1 cm. (Die Durchmesser wurden durch Auflegen eines getheilten Papierstreifens auf den Cylinderumfang gemessen.)

Bei $^1/_{12}$ mm Druck beträgt der Durchmesser ohne Funkeneinschaltung $2^1/_2$ mm und steigt bei Einschaltung der Luftlücke bis 8 mm. Bei $^1/_{24}$ mm ist der Minimaldurchmesser des Bildes gleich $1^1/_2$ mm.

Als statt des kleinen Rühmkorff'schen Apparates ein grösseres Inductorium von beträchtlicherer Funkenlänge angewandt wurde, variirte der Flächendurchmesser sogar, während Spiegellage und Gasdichte constant gehalten wurde, auch bei constanter Länge der eingeschalteten Luftlücke. (Ich vermuthe, dass diese Variationen damit zusammenhängen, dass durch eine Luftlücke von constanter Länge Funken von verschiedener Länge übergehen können, je nach der Krümmung des Funkens; den stärker von der directen Verbindungslinie der Pole abweichenden, längern Funken dürften wohl auch grössere Spannungen entsprechen.)

So wechselte bei constanter Luftlücke (und constanter Dichte) der Durchmesser der Lichtfläche in rascher Abwechselung zwischen 2 mm und mehr als 1 cm.

In einem andern Falle war der Mittelpunkt des Spiegels um den doppelten Krümmungsradius des letzteren von der Wand entfernt (25 mm). Bei der von Crookes vorgestellten Verbreitungsweise der Strahlen hätte die Phosphorescenzfläche hier entlang der Cylinderachse gerade den Durchmesser der Spiegelöffnung ($21^1/_2$ mm) zeigen und constant behalten müssen.

Bei $^1/_2$ mm Gasdruck erzeugte das Kathodenlicht bei rein metallischem Schliessungsbogen noch keine Phosphorescenz, bei Funkeneinschaltung aber erhielt man Phosphorescenzflächen bis zu 26 mm Durchmesser.

Bei $^1/_4$ mm Druck hatte die grösste durch Funkeneinschaltung zu erzeugende Fläche einen Durchmesser von 22 mm (wieder, wie auch die folgenden Breiten, auf dem Cylinderumfang gemessen).

Bei $^1/_8$ mm Druck zeigt sich auch ohne Funken schon eine Phosphorescenzfläche; ihr Durchmesser beträgt 12 mm; durch Funkeneinschaltung kann derselbe bis auf 19 mm vergrössert werden.

Druck $^1/_{16}$ mm: Ohne Funken oscillirt der Flächendurchmesser zwischen 9 und $11^1/_2$ mm; mit Funken steigt er bis auf 14 mm.

Druck $^1/_{32}$ mm: Ohne Funken Durchmesser gleich 7 bis 8 mm, mit Funken bis 10 mm.

Druck $^1/_{61}$ mm: Ohne Funken 7 mm, mit Funken nicht merklich grösser.

Die Grösse der Brennflächen wächst also hier und ebenso im Allgemeinen bei Einschaltung eines Funkens und mit der Verlängerung desselben; bei abnehmender Gasdichte vermindert sich die Grösse der bei metallischer Schliessung auftretenden Fläche; gleichzeitig vermindert sich die Grösse des Maximums, auf welches der Flächendurchmesser durch Funkeneinschaltung gebracht werden kann, und zwar in noch stärkerem Maasse als die Grösse der bei rein metallischem Bogen auftretenden Fläche; die Amplitude, innerhalb deren die Flächengrösse schwanken kann, wird also bei zunehmender Evacuation immer geringer, bis bei ganz geringen Dichten der Flächendurchmesser, unabhängig von der Funkeneinschaltung, constant wird.

Man könnte vielleicht vermuthen, dass die Aenderung in der Grösse der Fläche, welche die Fusspunkte der vom Spiegel ausgehenden Strahlen aufnimmt, nur eine scheinbare sei; die Fläche selbst habe vielleicht constante Ausdehnung; bei verschiedenen Graden der Evacuation und der Entladungsintensität aber sei die Helligkeit der erregten Phosphorescenz eine verschiedene; wenn nun die Fläche noch nicht überall gleiche, sondern vom Centrum aus abnehmende Erleuchtung besitze, so könnten bei starker Intensität der Phosphorescenz weiter nach aussen liegende Zonen der Fläche sichtbar sein, als bei minderer Phosphorescenzhelligkeit, wo nur die innersten Theile zur Wahrnehmung hell genug wären. Die Vergrösserung und Verkleinerung der Brennfläche reducirte sich also auf eine Vermehrung und Verminderung ihrer Helligkeit.

Mit Rücksicht auf solche Einwände muss noch hervorgehoben werden, dass die Helligkeit der Fläche vom Centrum bis zur Peripherie nur sehr wenig abnimmt, an der Peripherie aber bei jeder Grösse der Fläche nach aussen sehr rasch abfällt, so dass die Begrenzung der Fläche sonst eine scharfe und deutlich bestimmte ist; ferner zeigt in den Versuchen die Verminderung der Flächengrösse sich bei abnehmender Gasdichte, während bekanntermassen die Verringerung der Dichte sonst eine Verstärkung der Phosphorescenz zur Folge hat. Ausschlaggebend ist aber eine Erscheinung, die durch eine leichte Unvollkommenheit des benutzten Spiegels veranlasst war: der durch Stanzen (und nachfolgendes Poliren) hergestellte Spiegel war nahe dem Rande wegen der mangelhaften Geschmeidigkeit des

Eisens, aus dem er gefertigt, an einzelnen Stellen nicht vollkommen glatt, sondern zeigte dort kurze schwache Fältelungen. Als Folge davon erscheint die Phosphorescenzscheibe nicht von einer glatten Curve begrenzt, sondern die Peripherie des Bildes ist an einzelnen Stellen mit kleinen Zähnen und Protuberanzen besetzt.

Wenn nun das Bild in Folge von Funkeneinschaltung oder Dichteänderung seinen Durchmesser ändert, so treten an der Peripherie des Bildes jedesmal dieselben Zähnchen und Hervorragungen an entsprechenden Punkten in derselben relativen Lage auf; nur grösser, wenn die Fläche vergrössert ist, sowie in entsprechend verjüngten Dimensionen, wenn die ganze Fläche sich verkleinert.

Hierdurch dürfte definitiv erwiesen sein: dass die beobachteten Variationen der Flächengrösse wirklichen Aenderungen in der Grösse des Durchschnitts entsprechen, welchen das von der Kathode ausgesandte Strahlenbündel mit der Glaswand bildet; oder dass die Richtung der von einer concaven Kathode ausgehenden elektrischen Strahlen nicht constant ist, sondern mit der Gasdichte und den durch Einschaltung von Funken veränderten Bedingungen variirt.

Erscheinungen dieser Art sind mit der Grund, weshalb ich in anderen Veröffentlichungen über die Ausbreitung der Kathodenstrahlen und der Helligkeitsvertheilung in den von ihnen erzeugten Phosphorescenzbildern die Fälle convex-convexer und plan-convexer Kathoden von denen concaver Kathoden unterscheide.

Von verschiedenen Seiten war seit Jahren darauf hingewiesen, dass die fortschreitende Geschwindigkeit der in der Entladung leuchtenden Gastheilchen auf Grund eines bekannten Doppler'schen Satzes principiell das Spectrum des Gases beeinflussen müsste; da es mir schien, dass die experimentelle Behandlung dieses Punktes ein neues Kriterium dafür geben könnte, ob die Entladung in einem convectiven Transport der Elektricität seitens der Gastheilchen besteht oder nicht, so nahm ich die mir durch Herrn Geh. Rath Helmholtz gebotene Gelegenheit zur Benutzung eines mit starker Dispersion ausgestatteten Spectralapparates gern wahr. Ich liess in eine Glasröhre zwei ebene Bleche als Elektroden einsetzen, deren Flächen, ohne sich zu schneiden, auf einander senkrecht standen. In raschem Wechsel konnte die eine oder die andere Fläche zur Kathode gemacht werden.

Die Röhre enthielt verdünnten Wasserstoff. Vor dem Spalt des Spectralapparats wurde der die Kathode enthaltende Röhrentheil so aufgestellt, dass die Achse des Collimatorrohres auf der einen Fläche *a* senkrecht stand, der anderen *b* also parallel war. Dann fiel die Richtung der von *a* ausgedehnten Hauptmasse von Strahlen also in die Richtung der Collimatorachse, die Strahlen von *b* waren zur Collimatorachse senkrecht. Wenn nun die elektrischen Strahlen aus Gastheilchen bestehen, welche die Fortpflanzung der Elektricität durch ihre Bewegung in der Richtung der Strahlen vermitteln, und wenn die Elektricität im Strahl sich mit der Geschwindigkeit c fortpflanzt, so muss die Wellenlänge der optischen Strahlen bei dem von *a* ausgesandten Kathodenlicht kleiner erscheinen als die Wellenlänge der zu *b* gehörigen Lichtstrahlen im Verhältnis von 40000 Meilen zu $40000 + c$ Meilen. Die Linien des Spectrums von *a* müssen also gegen die entsprechenden Maxima von *b* nach dem violetten Ende des Spectrums verschoben erscheinen; oder wenn man auch einen Antheil ruhender oder relativ wenig bewegter Moleküle im Lichte von *a* annehmen will, so müssen die Linien des zu *a* gehörigen Spectrums wenigstens eine Verbreiterung nach der violetten Seite des Spectrums zeigen. Die Beobachtungen wurden an der blaugrünen Linie des Wasserstoffspectrums (*F* im Sonnenspectrum) angestellt, und sie ergaben, dass beim Vertauschen der beiden zu einander senkrechten Kathoden weder eine Verschiebung noch eine Breitenänderung der Spectrallinie eintrat, welche gross genug gewesen wäre, mit zweifelloser Sicherheit bemerkt zu werden; d. h. genauer: es trat weder Verschiebung noch eine Verbreiterung von H_β (der *F*-Linie) ein, welche den dritten Theil des Abstandes der beiden Natriumlinien *D* im selben Apparate erreichte. Ich begnügte mich, ohne weitere Messungen über die Dispersionsverhältnisse des Apparates anzustellen, seiner Zeit mit diesem für meine Zwecke hinreichenden Resultate. Es bedeutet, dass die fortschreitende Geschwindigkeit der Gastheilchen nicht grösser als 14 Meilen pro Secunde sein kann. (Eine genaue Kenntnis der relativen Dispersion in den verschiedenen Regionen des dargestellten Spectrums würde diesen Werth unzweifelhaft noch bedeutend herabdrücken; die Dispersion in der Gegend von *F* wird mindestens $1^1/_2$mal so gross sein als in der Gegend um *D*, die Geschwindigkeitsgrenze der Gastheilchen könnte also auch kleiner als 10 Meilen angenommen werden.)

Wheatstone beobachtete in einem rotirenden Spiegel das Bild einer fast 2^m langen evacuirten Röhre, die der Drehachse parallel gestellt war, und prüfte, ob bei der schnellsten Umdrehung des Spiegels das reflectirte Bild gegen die Richtung der Rotationsachse sich schräg stellte. Das Eintreten dieser Erscheinung würde auf die Zeit haben schliessen lassen, welche die Entladung brauchte, um von einem Ende der Röhre sich bis ans andere Ende fortzupflanzen. Die Röhre blieb indes auch bei 800 Spiegelumdrehungen in der Secunde der Rotationsachse parallel, und wie man auch die Grenze bestimmt, von der ab eine Schiefstellung hätte merkbar werden müssen, so ergibt der Versuch als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität durch das Vacuum jedenfalls ein bedeutendes Vielfaches von 10 Meilen.

Ich bin bis jetzt über die Vorbereitungen zu Versuchen, wie Wheatstone sie anstellte, nicht hinausgekommen, hoffe aber, mir nach dieser Richtung noch selbständige Erfahrungen verschaffen zu können. Inzwischen habe ich aus gewissen von mir aufgefundenen Erscheinungen auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Erregung speciell in Kathodenstrahlen zu schliessen versucht und habe als Resultat sehr beträchtliche Geschwindigkeiten erhalten. Ich erlaube mir hier nur die Grundlagen des Verfahrens kurz anzudeuten.

Wenn zwei Kathoden, *a* und *b*, in einem Gefäss neben einander angebracht sind, so schliesst jede von ihnen gewisse Strahlen der andern von einem bestimmten Theile der Glaswand aus, indem sie diese Strahlen seitlich ablenkt[1]). Es entstehen also bei Phosphorescenzdichte zwei Flächen, welche gegen ihre Umgebung dunkel erscheinen, weil die eine keine Strahlen von *a*, die andere keine von *b* erhält, während die umgebenden Theile der Glaswand von beiden Kathoden aus beleuchtet werden. — Würden hierbei die Strahlen z. B. der Kathode *a* nicht permanent durch *b* während der Entladungen von der einen Fläche ausgeschlossen werden, sondern etwa abwechselnd während gleicher kleiner Zeiten hinzugelassen und ausgeschlossen werden, so könnte man dies leicht constatiren. Man braucht der Kathode *a* nur ein Reliefmuster zu geben, *b* glatt zu lassen; es müsste in der Dunkelfläche, zu der die Strahlen von *a* abwechselnd Zutritt haben, dies Muster sich dann markiren[2]). Seine

1) Monatsber. d. Berl. Akad. S. 265.
2) a. a. O. S 286.

Helligkeit wäre allerdings nur die Hälfte von der, die stattfinden würde, wenn *a* stets ungehindert seine Strahlen in die Fläche senden könnte; aber die Hälfte dieser Helligkeit würde, wie Controlversuche ergeben, zur Wahrnehmung reichlich genügen. Die Beobachtung bei Anwendung der Reliefkathode zeigt nun permanente Ausschliessung der Strahlen von *a* an, auch wenn die beiden Kathoden 20^{cm} von einander entfernt sind. (Beide gleichen Kathoden sind mit dem Rühmkorff gleichartig verbunden.) Daraus folgt, dass die von *a* ausgehende Entladung an *b* jedesmal ankommt, so lange die Entladung, der Fläche *b* wenigstens, noch nicht die Hälfte ihrer Dauer durchlaufen hat; oder: die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entladung im Kathodenstrahle ist gross genug, um innerhalb der halben Entladungsdauer die Distanz zwischen den beiden Kathoden zurücklegen zu lassen. Nun ist aber die Dauer der Partialentladungen, die einen Oeffnungsstrom zusammensetzen, nach von mir angestellten Drehspiegelversuchen kleiner als $^1/_{2000000}$ Secunde; also ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung mindestens gleich $2 \cdot 2000000 \cdot 20^{cm} = 800000^{m}$. — Man darf gegen diesen Schluss nicht einwenden, dass, da die einzelnen Entladungen durch endliche, sehr kleine Zeiträume von einander getrennt sind, eine von *a* ausgehende Entladung im elektrischen Strahl vielleicht bei dem erwähnten Arrangement immer erst bei *b* ankomme, wenn die an *b* mit jener gleichzeitig begonnene Entladung längst erloschen und wieder eine andere angebrochen sei, welche die nämlichen Wirkungen ausübe. Wäre dies der Vorgang, so müssten bei einer Variation der Kathodenentfernung Stellungen erreicht werden, wo die Entladungen, die *a* ausschickt, bei *b* während der Intervalle ankommen, die zwischen den von *b* ausgesandten Entladungen liegen. Da aber diese Intervalle nach allen vorliegenden Erfahrungen sogar grössere Dauer haben als die durch sie getrennten Entladungen selbst, so würde dann jedesmal das ganze Licht von *a* in die Dunkelfläche Zutritt erlangen, die Dunkelfläche entgegen der Erfahrung vollkommen verschwinden.

Das Resultat des spectroskopischen Versuchs mit dem eben erhaltenen combinirt ergibt also aufs neue die Unwahrscheinlichkeit der convectiven Auffassung des Entladungsvorganges, der ich auch schon in meinem im vorigen Jahre der Akademie vorgelegten Berichte experimentelle Erfahrungen entgegengestellt hatte.

Kleinere Mittheilungen.

Ueber strahlende Elektrodenmaterie.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 5.)

Herr Dr. J. Puluj, Privatdocent und Assistent am physikalischen Cabinet in Wien, überreichte der Wiener Akademie eine zweite Abhandlung über „Strahlende Elektrodenmaterie".

Nach einer kurzen Zusammenstellung der Resultate seiner Untersuchungen beschreibt der Verfasser einen Versuch mit Kathoden, die mit Kreide überzogen waren. Die Kathode selbst leuchtet mit orangefärbigem Phosphorescenzlichte, und die Glaswände überziehen sich in kurzer Zeit mit einer äusserst feinen Kreideschichte und zeigen trotz ihrer scheinbar vollkommenen Reinheit und Durchsichtigkeit eine mit Kreide gleiche Phosphorescenz. Dieser Fall bildet einen weiteren Beweis für die Richtigkeit der Ansicht des Verfassers, dass die strahlende Materie aus losgerissenen Elektrodentheilchen besteht. Daran knüpft sich ferner die Bemerkung, dass die erste gelbe Schicht, die an metallischen Kathoden beobachtet wird, eine Phosphorescenzerscheinung der äusseren Oxydschichte des Metalles ist.

Im Folgenden werden die diesbezüglichen Untersuchungen Goldstein's einer eingehenden Kritik unterzogen.

Es wird zuerst die Unrichtigkeit der Ansicht nachgewiesen, dass die Kathodenstrahlen bei ihrer Begrenzung durch die Glaswand eine „eigenthümliche Differenzirung" erleiden und die Strahlenenden sich mit einer „äusseren Schichte von hoher Brechbarkeit umkleiden", welche letztere die Phosphorescenz der Glaswand und anderer Körper erzeugen soll, selbst wenn diese im Schatten der Kathodenstrahlen sich befinden.

Zu dem von Goldstein aufgefundenen „secundären" negativen Licht wird bemerkt, dass dasselbe bereits von Poggendorff an den Spitzen der Holtz'schen Trichterröhren beobachtet wurde.

Um das Wesen der elektrischen Entladung in gasverdünnten Räumen zu erklären, macht Goldstein die Annahme, dass das negative Licht, sowie jede einzelne Schichte des positiven Lichtes, jedes für sich, einen besonderen Strom darstellen, der an dem der Kathode zugewandten Theile jedes Gebildes beginnt und am Ende der negativen Strahlen, bzw. der Schichten schliesst, ohne dass die Elektricität, welche durch ein Gebilde fliesst, der Reihe nach auch in die anderen eintritt.

Eine solche Annahme ist nach der Ansicht des Verfassers ebenso unstatthaft, wie wenn man beispielsweise aus dem Vorhandensein der Knoten in einer tönenden Gassäule etwa schliessen wollte, dass zwei benachbarte Schwingungsbäuche von einander unabhängig sind, und zwar in der Weise, dass die schwingende Bewegung durch die Knoten nicht durchgeht. Von der unitarischen Ansicht über das Wesen der Elektricität ausgehend, wird dann die Erklärung der Schichten, wie sie der Verfasser in seiner ersten Abhandlung gegeben hat, in Kürze angeführt.

Ferner wird nachgewiesen, dass Goldstein einige mit gebogenen Röhren ausgeführte Versuche missverstanden und unrichtig gedeutet hat, indem er dem positiven Lichte eine geradlinige Ausbreitung und die Phosphorescenzwirkung zuschreibt.

Eine an beiden Enden mit Elektroden versehene rechtwinklig gebogene Röhre zeigt beim Durchgang des Stromes an der äusseren Biegung einen Phosphorescenzfleck von parabolischem Umriss. Der scharf begrenzte Scheitel ist nach dem positiven Ende des Rohres gekehrt, während die Begrenzung nach der der Kathode zugewendeten Seite sich verliert. Diese Phosphorescenz schreibt Goldstein dem positiven Lichte zu, während dieselbe nach der Ansicht des Verfassers darin ihre Ursache hat, dass der Längsschnitt des positiven Schenkels eine Erweiterung des letzten Querschnittes des negativen Schenkels bildet, weshalb hier ebenso ein negatives Lichtbüschel entstehen muss, wie an der Spitze einer Trichterröhre. Die geradlinige Ausbreitung und die Phosphorescenz in den mehrfach gebogenen Röhren gehören somit nicht dem positiven, sondern dem negativen Licht.

Zum Schlusse seiner Arbeit sucht Goldstein die Unwahrscheinlichkeit der convectiven Auffassung der Entladung in gasverdünnten Räumen zu beweisen. Durch Betrachtung des Entladungsvorganges zwischen zwei Kathoden gelangt er unter einigen nichts weniger als

wahrscheinlichen Annahmen zum Resultate, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung mindestens 800000^{m} in einer Secunde betragen muss. Diese nicht unbedeutende Fortpflanzungsgeschwindigkeit der leuchtenden Theilchen müsste auf Grund des Doppler'schen Satzes das Spectrum des Gases beeinflussen, was jedoch die von Goldstein angestellten Versuche nicht bestätigen.

Dem gegenüber bemerkt der Verfasser, dass die Voraussetzung, nach welcher die Geschwindigkeit der bewegten Theilchen 800000^{m} betragen würde, höchst unwahrscheinlich ist und daher das negative Resultat der spectroskopischen Versuche keineswegs gegen die convective Entladung der Elektricität sprechen kann.

Durch Betrachtung des Druckes im dunklen Raume an der Kathode und im übrigen Gasraume gelangt der Verfasser zum Resultate, dass die Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung der Elektrodentheilchen, so lange der dunkle Raum zu sehen ist, jedenfalls kleiner als die Moleculargeschwindigkeit des Gases sein muss, also nur einige hundert Meter betragen kann. Sollte auch die Geschwindigkeit bei höherer Verdünnung, wenn der dunkle Raum das ganze Gefäss erfüllt, noch etwas grösser werden, so wird sie gewiss nicht die Grösse von 800000^{m} erreichen.

Als eine weitere Folgerung der kinetischen Gastheorie ergibt sich das bemerkenswerthe Resultat, dass die Zahl der Moleküle in der Volumseinheit des dunklen Raumes dreimal kleiner ist als in der hellen Grenzschichte des Glimmlichtes. Die geringe Helligkeit des relativ dunklen Raumes an der Kathode hängt daher hauptsächlich mit der geringeren Zahl leuchtender Elektrodentheilchen zusammen, und nicht, wie von Crookes angenommen wurde, mit dem Mangel an Zusammenstössen strahlender Materie mit den Gastheilchen.

Der Verfasser überreicht noch eine Mittheilung betitelt: „Bemerkungen zu einem Prioritätsschreiben des Herrn Dr. E. Goldstein". Es wird darin nachgewiesen, dass die Erscheinungen in gasverdünnten Räumen, auf deren Beobachtung Goldstein in Berlin in seinem an die kaiserliche Akademie der Wissenschaften in Wien eingesendeten Schreiben die Priorität für sich in Anspruch nimmt, von Puluj in seiner Abhandlung über „Strahlende Elektrodenmaterie" schon früher nicht bloss beobachtet, sondern auch erklärt worden sind.

Der Hofmann'sche Gasbrenner.

Herr Dr. Hofmann in Paris sandte dem Herausgeber das Cliché seines neuen Gasbrenners, den er eigens für sein S. 63 beschriebenes Polarimeter construirte, und schreibt dazu Folgendes:



Seine (des Gasbrenners) Vorzüge ergeben sich aus folgenden ihm eigenen Vorrichtungen. Hoch- und Niederstellen der Flamme mittels Auszugrohr mit Stempel (piston) versehen. Sicherheits- oder vielmehr Regulirungshahn, wodurch dem Operateur die Möglichkeit geboten ist, die Flamme stets selbst zu reguliren, wenngleich auch der Gasaustritt in grösserer Entfernung liegt. Dieser Hahn ist an die Basis des Brenners gelegt, und glaubte ich dadurch dem allzuleichten Umwerfen desselben vorzubeugen, was doch immerhin eher der Fall ist, wenn dieser Hahn oder Gaseintritt in einer gewissen Höhe sich befindet und somit der Gummischlauch, so zu sagen, in der Luft schwebt.

Vermittels des Messingstäbchens, woran das Platinakörbchen befestigt ist, kann letzteres leicht in alle Stellungen gebracht werden, um eine monochromatische Flamme zu erhalten. Seine theilweise Isolirung von dem übrigen Theile des Brenners erlaubt vorerwähnte Verstellbarkeit, ohne Furcht tragen zu müssen, dass man sich die Finger verbrennt. Endlich ist der Brenner auch mit einer Vorrichtung versehen, wodurch — wie beim Bunsen-schen Brenner — die Flamme zu einer leuchtenden oder bloss hitzenden gemacht werden kann.

Gasbrenner für monochromatisches Licht.

Von

F. Uppenborn,

Hannover.

In Folge der Mittheilung auf S. 334 über Lampen für monochromatisches Licht möchte ich die Einrichtung eines Brenners für

monochromatisches Licht beschreiben, welche sich in der technischen Hochschule zu Hannover eingebürgert hat. Bei spectralanalytischen Untersuchungen ist die Beschaffung einer möglichst gleichmässigen und anhaltenden Natronflamme bekanntlich von besonderem Werth. Die gewöhnlichen Bunsen-Lampen mit Salzperlen genügen weder der einen noch der anderen Anforderung. Die Perlen werden bald aufgezehrt und fallen bei Erschütterungen leicht von den Platindrähten ab. Der nachfolgende Apparat ermöglicht die Erzeugung einer stundenlang andauernden Natronflamme. Ein in gewöhnlicher Weise hergerichteter Wasserstoffentwicklungsapparat erhält ausser der Beschickung mit Zink, Schwefelsäure und Wasser eine solche von Kochsalz. Hierauf lässt man in dem Apparate in der Nähe des Flüssigkeitsspiegels Leuchtgas eintreten, welches sich mit dem natronhaltigen Wasserstoffgas vermischt und durch einen Schlauch nach einem Bunsen'schen Brenner geleitet wird. Es versteht sich von selbst, dass man die beim Experimentiren mit Wasserstoff nöthigen Vorsichtsmaassregeln nicht ausser Augen lassen darf. Entzündet man das ausströmende Gas, so erhält man eine prächtige Natronflamme, die zu mancherlei Zwecken dienen kann. So z. B. kann man die Absorption des Natronlichtes durch eine solche Flamme sehr gut demonstriren. Man stellt zu diesem Zwecke eine dünne Flamme vor einer breiten fächerförmigen auf; die erstere erscheint alsdann als Schatten auf hellem Hintergrunde. Derartige Apparate werden, irre ich nicht, von dem Universitätsmechaniker Herrn Desayn zu Heidelberg angefertigt. Bis jetzt ist hierorts der Versuch nur mit Natron gemacht, doch wäre es möglicherweise ausführbar, auch andere Stoffe durch die Wasserstoffentwicklung mit fortzureissen und auf diese Weise andere monochromatische Flammen zu erzeugen.

Cl. Baudet, Ueber die Wasserzersetzung bei Anwendung von Elektroden aus Retortenkohle.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 1.)

Bei der Zersetzung destillirten Wassers erhielt Herr Baudet 1 Volumen Sauerstoff auf 16 Volumina Wasserstoff; bei der Zersetzung eines schwach angesäuerten Brunnenwassers 1 Volumen Sauerstoff auf 10 Volumina Wasserstoff.

Ueber den Einfluss der Nordlichterscheinung vom 31. Januar d. J. auf die Telegraphenleitungen.

Von
G. Drechsler.

(Zeitschrift für Angewandte Elektricitätslehre 1881 Nr. 5.)

Am Abend des 31. Januar d. J. trat plötzlich, ohne vorausgehende wesentliche Störungen, gegen 6 Uhr 50 Min. in allen gegen Norden, Nordwesten und Westen über eine bestimmte Grenze hinausgehenden Telegraphenleitungen Correspondenzunterbrechung in Folge auftretender constanter Ströme ein. Die Dauer dieser Erscheinung währte mit geringen Ausnahmen zwischen 15—20 Minuten, nach deren Verlauf die Correspondenz nach genannten Richtungen wieder möglich war. Um 7 Uhr 40 Min. und 8 Uhr 35 Min. stellten sich die constanten Ströme auf denselben Leitungen mit zunehmender Stärke und einer jeweiligen Dauer von 25—30 Min. abermals ein. Bezüglich der Grenze, innerhalb welcher von München aus nach vorerwähnten Richtungen gehende Leitungen von den constanten Strömen verschont blieben, gilt ungefähr die Linie Eger-Baireuth-Bamberg-Uffenheim-Ulm.

Am deutlichsten traten die constanten Ströme in der Richtung München-Frankfurt-Köln auf. Eine in dieser Richtung gelegene Leitung von ca. 450^{km} Länge hatte während jeder der drei Störungsperioden 40—50° Ausschlag; der fremde Strom hatte positive Richtung und zeigte während seiner ganzen Dauer jedesmal nur ganz geringe Schwankungen. Zwischen den einzelnen Störungsperioden war die Leitung jedesmal vollkommen rein und konnte mit der entgegengesetzten Station ohne Unterbrechung bis zum plötzlichen Eintritt des constanten Stromes gearbeitet werden.

Zur Vergleichung mit dieser Wahrnehmung wurde später auf der gleichen Linie und mit dem gleichen Instrumente der Strom einer jenseits eingeschalteten Batterie von 140 Meidinger-Elementen gemessen; derselbe zeigte 60° Ausschlag. Es verhielt sich also der Effect des fremden constanten Stromes zu jenem der 140 Elemente starken Batterie in genannter Leitung wie 3 zu 4, oder mit anderen Worten: er kam demjenigen von 105 Meidinger-Elementen gleich, unter Berücksichtigung des Widerstandes, den eine Leitung von ca. 450^{km} bietet.

Monat- und Jahresmittel der magnetischen Beobachtungen zu Wien im Jahre 1880.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 4.)

1880	Declination	Horizontal-Intensität	Inclination
Januar	10° 2,8′	2,0529	63° 25,4′
Februar	3,0	538	24,0
März	1,7	525	25,4
April	0,8	534	25,0
Mai	10 0,1	522	23,8
Juni	9 58,4	512	25,8
Juli	57,4	544	26,0
August	57,2	512	26,8
September . . .	56,7	522	26,1
October	57,0	509	25,3
November . . .	56,5	511	26,3
December . . .	55,4	515	24,7
Jahr	9° 58,9′	2,0523	63° 25,4′

Literatur.

Astronomical papers prepared for the use of the American Ephemeris and Nautical Almanac. Vol. 1 Part III, Velocity of Light. Washington.

Atti della R. Academia dei Lincei, Transanti. Vol. V Fasc. 1—7.

Gal. Ferraris, Sui cannocchiali con obbiettivo composto di piu lenti a distanza le une dalle altre. Torino, Löscher.

Greenwich Spectroscopic and Photographic Results 1878, 1879.

Houzeau et **Lancaster**, Bibliographie générale de l'Astronomie. Tome II fasc. 1. Bruxelles.

Jahrbücher der k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus (in Wien). Neue Folge Bd. XIV, Bd. XV 1. Theil, Bd. XVI 1. Theil. Wien, Braumüller.

Materialien zu einer Klimatologie des Kaukasus, gesammelt und herausgegeben vom Physikalischen Observatorium in Tiflis. Abth. I: meteor. Beobachtungen Bd. II Lfg. 4. Tiflis 1879.

Enthält in der Einleitung eine kurze Beschreibung des Physik. Observatoriums in Tiflis nebst Plänen.

Lothar Meyer, Die modernen Theorien der Chemie und ihre Bedeutung für die chemische Mechanik. 4. Aufl., 2. Buch: Statik der Atome. Breslau, Maruschke u. Berendt.

Wir haben bereits im 16. Bande des Repertoriums S. 596 auf dieses Werk aufmerksam gemacht; das vorliegende 2. Buch enthält: VI. Combinationsformen der Atome, Typen. VII. Das Gesetz der Atomverkettung. VIII. Moleculargewicht und Atomverkettung von Stoffen, auf welche Avogadro's Hypothese nicht anwendbar ist. IX. Der chemische Werth, die Valenz oder das Sättigungsvermögen der Atome.

J. Mielberg, Magnetische Beobachtungen des Tifliser Physikalischen Observatoriums im Jahre 1879.

E. Reitlinger und **A. v. Urbanitzky**, Ueber die Erscheinungen in Geissler'schen Röhren unter äusserer Einwirkung. I. u. II. Abth. Wien, Gerold.

Report of the Meteorological Council to the Royal Society. London 1881.

A. Wüllner und **O. Grotrian**, Ueber die Dichte und Spannung der gesättigten Dämpfe. Sep.-Abz.



Elektrische Schattenbilder.

Von

W. Holtz.

(Aus den Göttinger Nachrichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

I.

Zu den nachfolgenden Versuchen bedarf es keiner besondern Hilfsapparate. Vorausgesetzt sind nur eine Influenzmaschine und einige Utensilien, welche in jedem physikalischen Cabinet vorhanden sind. Aber auch derjenige, welcher nur eine Reibzeugmaschine besitzt, wird, wenn auch umständlicher und weniger vollkommen, dieselben Versuche wiederholen können.

Ich gedachte vor längerer Zeit einiger eigenthümlichen Büschelphänomene, welche man erhält, wenn man als Elektroden eine grössere Kugel einer grösseren Hohlscheibe gegenüber stellt[1]). Ich vergass damals zu bemerken, dass hierzu namentlich trockene Luft erforderlich sei, weil in feuchter statt der erwarteten Erscheinungen leicht eine Glimmlichtbildung erfolgt. Unter solchen Verhältnissen geschah es vor kurzem, dass ich einen Metallstab zwischen die Elektroden brachte, weil sich hierdurch zuweilen die Glimmentladung in Büschelentladungen überführen lässt. Hierbei bemerkte ich, dass der Stab auf der glimmenden Kugelfläche einen Schatten warf, und diese Wahrnehmung bot die erste Anregung zu den in Rede befindlichen Versuchen. Inzwischen habe ich gelernt, dass man Glimmlicht auch in trockener Luft mit grosser Sicherheit sowohl auf krummen als geraden Flächen erzeugen kann.

Wie man die leuchtende Fläche am besten gewinnt.

Hat man eine grössere Hohlscheibe zur Verfügung, so stecke man dieselbe auf die linke Entladungsstange und lasse zwischen dieser und

1) Pogg. Ann. Bd. 156 S. 493.

der Spitze der rechten einen Raum von 6—15^{cm}. Hierauf lege man ein Stück Seidenzeug, welches am besten so gross ist als die vordere Scheibenfläche, an letzte an, während sich die Maschine in Thätigkeit befindet. Später braucht man dasselbe nicht mehr zu halten, da es mit grosser Gewalt durch die elektrische Einwirkung festgehalten wird. Sah man vorher an der Spitze der rechten Entladungsstange einen kleinen Büschel, so erscheint an Stelle desselben nunmehr ein kleiner schwach leuchtender Stern. Zu gleicher Zeit aber tritt an der gegenüber befindlichen Elektrode eine in eigenthümlich flimmerndem Glimmlichte leuchtende Kreisfläche auf. Dieselbe ist grösser, wenn die Maschine eine stärkere, und bei derselben Maschine, wenn man durch schnelleres Drehen ihre Wirksamkeit verstärkt; ferner grösser (aber freilich lichtschwächer), wenn man die Spitze weiter entfernt; endlich grösser (wenigstens bedingungsweise), wenn man die Scheibe ableitend berührt. Diese Fläche ist diejenige, welche beschattet werden soll.

Hat man keine Hohlscheibe zur Verfügung, so kann man sich allenfalls mit einer grösseren Kugel helfen, welche man in diesem Falle lieber ganz mit Seide überzieht. Geeigneter jedoch ist unter jener Voraussetzung ein anderes Verfahren, sofern nur ein passendes Stativ zu Gebote steht. An diesem hängt man, am besten an einem isolirenden Arme, ein Stück Seide auf, welches man am besten wieder mit einer isolirenden Stange beschwert. Selbigen Schirm stellt man zwischen den in diesem Falle beiderseits zugespitzten Entladungsstangen auf. Das Beobachtungsfeld erscheint wieder als Kreisfläche, welche neben der Thätigkeit der Maschine mit der gegenseitigen Entfernung der Spitzen von einander wächst, daneben aber merkwürdigerweise ihr Maximum erreicht, nicht wenn der Schirm in der Mitte steht, sondern wenn er mehr der negativen Elektrode genähert ist. Sehr bequem, aber schwerer zu beschaffen ist ein Schirm in Form eines mit Seide bespannten Ebonitringes, welcher auf einem Ebonituntersatze befestigt ist.

In beiden gedachten Fällen ist es nicht unwesentlich, dass das Seidenzeug möglichst faltenlos sei, weil sich nur solchergestalt eine einigermassen gleichmässig leuchtende Fläche erzielen lässt. Ist das Zeug von vorn herein faltenlos, so wird es bei der zweiten Anordnung des Versuches auch so bleiben, während vollkommen glattes Zeug leicht in dem Momente faltig wird, wo es der Hohlscheibe angeheftet wird. Letzterer Uebelstand aber lässt sich dadurch in etwas vermeiden, dass

man im ersten Augenblicke ausserordentlich langsam dreht und etwaige Falten successive durch eine vorsichtige Spannung zu glätten sucht.

Das Glimmlicht ist bekanntlich nur in vollkommen dunklen Räumen erkennbar, während man zur Vorbereitung der einzelnen Versuche wieder des Lichtes nothwendig bedarf. Damit man nun Licht und Dunkelheit möglichst schnell wechseln lassen könne, scheint es mir am bequemsten, eine möglichst klein brennende Spirituslampe und gleichzeitig eine gewöhnliche Kerze zur Verfügung zu haben. Die erstere, ein wenig verdeckt, beeinträchtigt den Effect der Erscheinungen kaum; aber mit ihrer Hilfe zündet man letztere am schnellsten wieder an. Wo Gaseinrichtung besteht, bedarf man dieses Hilfsmittels freilich nicht.

Welche Körper überhaupt einen Schatten werfen, und wie man sich ihrer am besten bedient.

Bringt man zwischen Spitze und Fläche einen Gegenstand, so wirft er auf den erleuchteten Theil der letzteren einen Schatten. Aber nicht alle Körper, wenn auch von gleicher Form, werfen denselben Schatten. Schon aus diesem Grunde kann der Effect nicht eine gewöhnliche optische Schattenbildung sein. Einen Schatten werfen überhaupt nur leitende Körper, wobei sich Halbleiter und gute Leiter nur wenig zu unterscheiden scheinen. Wirkliche Isolatoren dagegen bei geringerer Ausdehnung beschatten gar nicht; bei grösserer wohl im Anfange der Einwirkung, während sich bei längerer Einwirkung die Schattenbildung allmählich verliert. Hierbei erscheinen noch folgende Punkte bedeutungsvoll. Es macht kaum einen Unterschied, ob leitende Körper abgeleitet oder isolirt gehalten werden. Dagegen kommt beziehentlich der Leitungsfähigkeit vorzugsweise die Oberfläche und weniger die innere Masse der Körper in Betracht. Das Vermögen der Schattenbildung aber documentirt sich nicht allein in der verhältnissmässig stärkeren Schwärzung des Bildes, sondern gleichzeitig und vielleicht mehr noch in der Vergrösserung seiner Dimensionen. Aus Letzterem folgt zugleich, dass die eigentliche Form der Körper bei dieser Art der Schattenbildung nur eine verhältnismässig geringe Rolle spielt.

Am geeignetsten für diese Versuche erscheinen 6—8^{mm} breite Streifen aus Carton und Ebonit (man kann letzteres ein wenig erwärmt mit der Scheere schneiden), auch wohl ein Kreuz, welches man aus derartigen Stücken leicht durch Zusammensetzung verfertigen kann.

Man kann letzteres homogen wählen; man kann es aber auch, damit es gleichzeitig nach entgegengesetzten Richtungen wirke, zur einen Hälfte aus diesem, zur andern aus jenem Stoffe bilden. Hierzu bemerke ich, dass Ebonit auf Ebonit oder auf Carton am besten mit Hilfe von Siegellack befestigt wird. Zur weiteren Vervollständigung mögen Streifen aus Seide und Leinwand oder dergleichen Fäden, ferner eine Stricknadel, ein dünner Glasstab oder eine enge Glasröhre, welche man eventuell mit Flüssigkeit füllen kann, dienen. Einen Ring schneidet man am einfachsten aus Carton, oder biegt ihn aus einem Drahte. Statt eines besondern Ebonitstückes von grösseren Dimensionen gebraucht man am einfachsten die Erregungsplatte der Maschine.

Man hält die betreffenden Stücke entweder mit der Hand, oder kittet sie auf Glasröhren oder auf Stangen von Siegellack, welche man ihrerseits, wenn sie nicht wanken sollen, auf kleine hölzerne Klötze setzt. Fäden oder Streifen Zeug lässt man hangen, indem man sie beschwert, oder spannt sie zwischen den Enden eines gebogenen Drahtes aus.

Isolirende Stoffe muss man, wenn sie als solche wirken sollen, vorher ein wenig erwärmen, wenn man in nicht ganz trockener Luft experimentirt.

Wodurch die Grösse und die Form der Bilder des weiteren beeinflusst wird.

Das Schattenbild wird grösser oder kleiner, je nachdem man den Körper der Spitze oder der seidenen Fläche nähert. Wendet man die zweite Form der Versuche an, so kann das Bild (und in diesem Falle zugleich das Beobachtungsfeld) auch dadurch verkleinert werden, dass man die zweite Spitze der seidenen Fläche nähert. Aber die Dimensionen des Bildes sind gleichzeitig durch die mehr oder weniger centrale Lage des Körpers bedingt. Sie wachsen, wenn man denselben seitlich aus seiner centralen Lage verschiebt. Ein längerer Streifen von überall gleicher Breite wirft demnach ein Schattenbild, welches sich nach dem Centrum des Beobachtungsfeldes hin verjüngt. Das Schattenbild eines aus derartigen Streifen gebildeten Kreuzes erscheint demnach bei centraler Stellung nach den Enden seiner Arme hin verstärkt; und verschiebt man das Kreuz seitlich, so erscheint das Bild verzerrt, indem sich der eine horizontale Arm noch weiter verstärkt, während sich der andere zugleich in demselben Maasse verdünnt. Eine

weitere Merkwürdigkeit besteht darin, dass ein Streifen — bis zu einem gewissen Grade wenigstens — denselben Schatten wirft, ob man seine breite Seite oder seine schmale Kante nach der seidenen Fläche richtet. Ein Conglomerat von Streifen, welche mit ihren Flächen parallel stehen und um 3—5^{mm} von einander entfernt sind, wirft demnach denselben Schatten wie ein vollständig homogenes Stück.

Bei Alledem sind natürlich leitende oder halbleitende Körper vorausgesetzt; denn dass wirklich isolirende keinen oder nur einen mehr oder weniger flüchtigen Schatten werfen, ist oben bereits gesagt. Bezüglich aller Körper mag noch erwähnt werden, dass sich bei ihrer Einführung das Beobachtungsfeld zu erweitern pflegt und zwar in dem Maasse mehr, als sie einen grösseren Theil des (unsichtbaren) Strahlenkegels verdecken.

Einige Versuche, welche besonders einfach und instructiv sind.

Man befestige an einer Siegellackstange ein Kreuz, welches aus einem Carton- und einem Ebonitstreifen gebildet ist. Man wird alsdann in trockener Luft nur das Schattenbild des Cartonstreifens bemerken. Behaucht man jedoch während des Versuches das Kreuz, so tritt sofort, wenn auch nur auf Augenblicke, auch der zweite Streifen hervor.

Man erwärme das eine Ende eines Glasstabes oder einer Glasröhre stark, wodurch die Masse bekanntlich mehr oder weniger leitend wird. Das fragliche Ende wirft alsdann einen Schatten; aber derselbe verschwindet in dem Maasse, als die Masse erkaltet, weil sie hierdurch wieder isolirend wird.

Man fülle eine enge Glasröhre mit Wasser, oder überziehe einen etwas dicken Draht mit Siegellack. Beide werden keinen Schatten werfen, weil es sich vorwiegend um die leitende Beschaffenheit der Oberfläche der Körper handelt.

Man befestige an einer Siegellackstange zwei gleiche Streifen Carton oder Metallblech, jedoch so, dass die scharfe Kante des einen (in einem Abstande von 10^{mm} etwa) nach der Fläche des andern Streifens zeigt. Hält man die Siegellackstange alsdann so, dass die Verlängerung der Entladungsstange in den Zwischenraum zwischen gedachten Streifen fällt, so werden die Schatten beider näherungsweise von gleicher Breite sein.

Man bringe eine Stange Siegellack vor das Beobachtungsfeld.

Dieselbe wird nur im ersten Augenblicke einen Schatten werfen. Aber sie wird constant einen schwachen Schatten werfen, wenn man sie während des Versuches langsam dreht. Auch noch bei einem Ebonitstreifen von 30^{mm} Breite wird der anfängliche Schatten sehr bald verschwinden, aber besonders stark auf kurze Zeit wieder hervortreten, sobald man die Flächen dem Beobachtungsfelde gegenüber wechselt. Sind die isolirenden Streifen breiter, so wird der Schatten schwerer zum Verschwinden kommen, überhaupt nur in ganz trockener Luft und auch dann zuweilen erst nach minutenlanger elektrischer Wirkung.

Man kitte einen Cartonstreifen und einen Ebonitstreifen auf einander, so dass sie sich decken. Dieser Doppelstreifen wird allemal einen Schatten werfen, sobald man eine der Kanten nach dem Beobachtungsfelde richtet. Im andern Falle dagegen wird ein Schatten — wenigstens ein dauernder Schatten — nur dann entstehen, wenn man die Ebonitfläche nach dem Beobachtungsfelde richtet.

Man bringe einen Cartonring vor das Beobachtungsfeld. Das Schattenbild wird nur dann nicht verzerrt erscheinen, wenn das Centrum des Ringes genau in der Verlängerung der Entladungsstange liegt. Es ist hierbei, wie überall, wo sich eine Figur vollständig abbilden soll, gerathen, dieselbe nicht grösser zu nehmen, als etwa die halbe durchschnittliche Grösse des Beobachtungsfeldes ist.

Man befestige ein Drahtnetz an einer Siegellackstange und biege die Ecken und Kanten desselben ein wenig nach der Seite der Spitze hin. Dasselbe wird einen fast homogenen Schatten werfen, in welchem sich jedoch, wenn die Maschen nicht allzufein sind, hellere und dunklere Stellen markiren.

Man lasse den Rauch einer Cigarre vor der Spitze aufsteigen. Derselbe wird als Schatten wolkenartig das Beobachtungsfeld überziehen.

Doppelte Schattenbildung bei Anwendung einer Kugel an Stelle der Spitze.

Wendet man statt der Spitze eine Kugel an, so gelingen die bisher beschriebenen Versuche im Allgemeinen weniger gut, und um so weniger, je grösser die Kugel ist. Dafür gewinnt man aber eine neue eigenthümliche Erscheinung, eine doppelte Schattenbildung, nämlich eine auf der seidenen Fläche und eine zweite auf der vorderen glimmenden Kugelfläche selbst. Dies zweite Schattenbild ist nur mangelhaft, weil die leuchtende Fläche hier zu wenig gleichmässig, zudem gekrümmt

und überhaupt nur wenig ausgedehnt ist. Entsprechend der Kleinheit der Fläche ist denn auch das Bild selbst nur ausserordentlich klein. Gleichwohl ist unverkennbar, dass es, so gut wie jenes erste, ein Abbild des betreffenden Körpers ist. Wie weit Natur und Stellung des letzteren dies zweite Bild beeinflussen, soll gelegentlich des weiteren erörtert werden.

Einige Worte der Erklärung.

Ich weiss vorläufig zur Erklärung der mitgetheilten Erscheinungen kaum etwas Anderes anzuführen, als dass sie für die hier vorliegende bestimmte Entladungsform eine der Hauptsache nach geradlinige Bewegung der Elektricität verrathen. Ich sage der Hauptsache nach, weil die Verzerrung der Bilder bei seitlicher Verschiebung wieder anzudeuten scheint, dass die Bewegung in grösserer Entfernung von der Achse des Ausstrahlungsbündels keine geradlinige mehr ist. Bei Anwendung einer Spitze würde gedachtes Bündel im Ganzen einem zugespitzten, bei Anwendung einer Kugel statt jener dagegen einem abgestumpften Kegel entsprechen. Das zweite Bild würde gleichzeitig beweisen, dass eine Bewegung nicht nur nach der seidenen Fläche hin, sondern gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung bestände. Die Seide dürfte voraussichtlich nur bewirken, dass möglichst viele Punkte der einander zugekehrten Elektrodenflächen möglichst gleichmässig an selbiger Ausstrahlung participiren — eine Entladungsform, wie sie auch sonst allgemein der Glimmentladung im Gegensatz zur Büschel- oder Funkenentladung anzugehören scheint. Der Einfluss der leitenden Beschaffenheit der Körper möchte darin bestehen, dass leitende Flächen im Gegensatz zu isolirenden die Strahlung hemmen, d. h. entweder reflectiren oder absorbiren, während jene gewissermassen permeabel, aber bei grösserer Ausdehnung erst permeabel wären, nachdem die Moleküle eine hierfür günstige Stellung angenommen hätten. Bei Alledem wäre freilich die Wirkungslosigkeit der inneren Masse noch ein Räthsel, desgleichen der geringe Unterschied der Schatten, wie er sich bei verschiedener Stellung von leitenden Streifen documentirt.

Noch ein Anderes erscheint räthselhaft und dürfte so viel wenigstens beweisen, dass bei gedachter Entladungsform die sonst gültigen Gesetze der elektrischen Fortpflanzung nur eine untergeordnete Rolle spielen — der Umstand, dass die Erscheinungen durch die Ableitung der Körper, welche sonst leitend sind, kaum eine Aenderung erfahren.

Andere Schattenbilder — eine Wirkung der elektrischen Ausstrahlung für sich allein.

Ich reihe hieran einige Versuche, welche den bereits mitgetheilten insofern wenigstens verwandt sind, als sie auch eine Schattenbildung im Glimmlicht manifestiren. Hier ist es jedoch die Art und Weise der Ausstrahlung selbst, nicht ein interpolirter Gegenstand, welcher die fraglichen Bilder erzeugt.

Die Anordnung der Versuche bleibt im Uebrigen wie sie war, nur dass man die rechte Entladungsstange mit besonders geformten Elektrodenstücken versieht. Dies geschieht am einfachsten, indem man statt der gewöhnlichen Kugel über die Spitze derselben einen durchbohrten Kork schiebt, welcher folgendermassen ausgerüstet ist.

Man mache in der vorderen Fläche einen Einschnitt und klemme ein Blechstückchen hinein, so dass es jene Fläche noch um einige Millimeter überragt. Im Beobachtungsfelde erscheint alsdann ein schwarzes Band, welches horizontal liegt, wenn die vordere Kante des Blechstückchens senkrecht verläuft.

Man mache senkrecht zu jenem ersten Schnitte noch einen zweiten Schnitt und klemme auch in diesen zwei (entsprechend kleinere) Blechstücke ein, so dass sich die vorderen Kanten aller Stücke kreuzen. Im Beobachtungsfelde erscheint alsdann ein liegendes Kreuz, wenn man die Entladungsstange so dreht, dass jene Kanten ein stehendes repräsentiren.

Man binde um den Kork einen Blechstreifen, so dass die vordere Kante eine möglichst wohl geschlossene Kreislinie bildet. Im Beobachtungsfelde erscheint alsdann ein dunkler Mittelpunkt, welcher mehr oder weniger vollständig von einem leuchtenden Ringe umgeben ist.

Die erste dieser Erscheinungen aber erhält man auch, wenn man durch eine etwas grössere Korkscheibe zwei Nadeln steckt, so dass ihre Spitzen etwa ebenso weit von einander entfernt stehen als die vorderen Ecken gedachten Blechs, die zweite, wenn man in ähnlicher Weise mit vier Nadeln, die dritte, wenn man entsprechend mit einer ganzen Reihe von Nadeln verfährt. Hiermit erklärt sich zugleich die fragliche Schattenbildung, wenn man erwägt, dass es vorwiegend die Ecken der Bleche sind, an denen eine Ausstrahlung erfolgt, und wenn man gleichzeitig in Betracht zieht, dass die Grenzen der Schatten keine geraden, sondern mehr oder weniger krumme Linien sind.

Jede Spitze erzeugt in der That eine leuchtende Kreisfläche für sich, welche in dem Maasse kleiner wird, als man die Anzahl der

Spitzen vermehrt. Der Mangel an Licht stellt sich als Schatten dar; deshalb muss ein in senkrechter Linie befindliches Spitzenpaar einen horizontal verlaufenden dunklen Streifen bilden. Sind die leuchtenden Flächen sehr klein und decken sie sich zum Theil, so entsteht bei kreisförmiger Stellung der Spitzen ein dunkles Centrum, welches von einem leuchtenden Bande eingeschlossen ist. Dass sich die Sache so verhält, beweist auch der Umstand, dass man in diesen Versuchen durch langsameres oder schnelleres Drehen der Maschine die Dimensionen der Schatten vergrössern oder verringern kann.

Wählt man die zweite Form der Darstellung (jene mit in der Mitte befindlichem Schirm), so kann man die Erscheinungen noch dadurch vervielfältigen, dass man auch die linke Entladungsstange in ähnlicher Weise armirt. Stellt man bei gleicher Armirung die Blechstreifen oder die Nadeln so, dass sie sich decken, so decken sich auch die Bilder, während andernfalls von Früherem mehr oder weniger abweichende Formen entstehen. Haben wir rechter Hand z. B. zwei Spitzen, welche über einander stehen, während jene linker Hand in einer Horizontalen liegen, so stellt sich ein Schattenkreuz in aufrechter Stellung ein, wogegen früher bei Anwendung von vier Spitzen an derselben Korkscheibe bei sonst gleicher Lage der Spitzen das Kreuz eine liegende Stellung hatte. Durch Variirung der Anzahl sowohl als der Lage der Nadeln, sowie durch grössere oder geringere Annäherung der einen oder andern Elektrode lassen sich solchergestalt die verschiedensten Figuren gewinnen. Auch die Richtung der Nadeln ist nicht ganz bedeutungslos, da die Achse der Strahlenkegel mehr oder weniger eben dieser Richtung folgt.

Ein Anflug solcher Figuren bildet sich zuweilen aber auch ganz unbeabsichtigt, wenn man mit den gewöhnlichen Kugelelektroden experimentirt und die Luftverhältnisse der Bildung des Glimmlichtes günstig sind. Sie entstehen dadurch, dass die eine Elektrode an einzelnen Punkten rauh geworden, in Folge dessen an diesen Punkten eine bevorzugte Ausstrahlung resultirt. Ist dann die andere Elektrode zufällig mit Glimmlicht bedeckt, so wird dieses je nach der Lage jener Punkte an einzelnen Stellen mehr oder weniger beschattet sein. Aehnlich wie die Rauheit der Metallfläche können kleine Wassertröpfchen wirken oder kleine Faserchen, weil durch solche gleichfalls die Ausstrahlung begünstigt wird. Ich habe früher häufiger derartige Erscheinungen bemerkt, ohne dass ich mir von ihrer Entstehung zu jener Zeit

Rechenschaft geben konnte, da es mir nie gelingen wollte, das Glimmlicht für eine längere Versuchsreihe zu fixiren.

Nachträgliche Bemerkungen zu diesen und den früheren Versuchen.

Es ist bei Anwendung eines Stückes Seidenzeug, ob man es nun als Beleg der Hohlscheibe oder als Schirm benutzt, ziemlich gleichgültig, welches die Polarität der beiden Elektroden sei. Ich habe bisher weder in der Gestaltung der Bilder noch in der leichteren oder schwereren Darstellung der Erscheinungen überhaupt hierin einen namhaften Unterschied entdecken können. Eine Ausnahme macht jener Versuch, wo wir die Spitze mit der Kugel vertauschten, um auf dieser selbst das Glimmlicht und in diesem das zweite Schattenbild erzeugen zu können. Hier nimmt man besser die Kugel zur positiven Elektrode, weil sich auf einer reinen Metallfläche das Glimmlicht besser an solcher Elektrode bildet. Vielleicht könnte man auch diese noch mit Seide bekleiden. Ich habe dies bisher unerprobt gelassen, weil ich nach dieser Richtung ohnehin später noch weitere Versuche anstellen wollte.

Es ist mir wiederholt so erschienen, als ob eine einmalige Lage von Seidenzeug nicht allemal genüge, um die Erscheinungen möglichst vollkommen zu gewinnen. Ich glaube fast, dass hiermit der grössere oder geringere Feuchtigkeitsgehalt der Luft in Verbindung steht, kann aber bisher nicht sagen, ob bei grösserer Feuchtigkeit die Lage besser dicker oder dünner zu nehmen sei. Ich rathe daher, bei etwaiger Wiederholung der Versuche lieber mehrere Stücke Seidenzeug zur Verfügung zu haben, oder von vorn herein lieber eine doppelte oder mehrfache Lage zu benutzen, obwohl andererseits bei einer solchen Falten schwerer zu vermeiden sind.

Ich stellte diese Versuche mit einer Influenzmaschine mittlerer Grösse an. Sie werden jedenfalls besser mit einer grösseren und noch besser mit einer Doppelmaschine gelingen. Aber ich zweifle nicht, dass — wenn das Zimmer nur dunkel genug ist — sich alle Erscheinungen, wenn auch weniger vollkommen, mit schwächeren Elektricitätsquellen darstellen lassen. Eine Reibzeugmaschine möchte — wenn zulässig — am besten so angewandt werden, dass man analog der Influenzmaschine zwei gegenüberstehende beiderseits isolirte Elektroden gewinnt.

Als selbstredend kann wohl gelten, dass man vor der Anstellung der Versuche die Condensatoren aus der Maschine fortzunehmen hat.

Einige anderweitige gelegentlich wahrzunehmende Erscheinungen.

Da man bei Wiederholung der mitgetheilten Versuche — wenigstens in ihrer zweiten Darstellungsweise — nothwendig eines seidenen Vorhanges oder Schirmes bedarf, so möchte ich noch auf einige Erscheinungen aufmerksam machen, welche man bei dieser Gelegenheit ohne weitere Hilfsmittel gewinnen kann, wenn dieselben auch sonst in keinem weiteren Zusammenhang mit oben gedachten Erscheinungen stehen.

Stellt man den Schirm in grösserer Entfernung von der Hohlscheibe auf und lässt positive Elektricität der gegenüber befindlichen Spitze entströmen, so beginnt zwischen jenen Flächen eine eigenthümliche Büschelbildung, dadurch charakterisirt, dass sich eine grosse Zahl getrennter, mit einander paralleler und nicht weiter verästelter Fäden bilden. Das Seidenzeug bietet der Elektricität einen gewissen Widerstand, ladet sich bei dieser Gelegenheit und entladet sich alsdann, aber letzteres immer nur partiell in seinen einzelnen Punkten. Entströmt negative Elektricität der Spitze, so ist die Erscheinung eine wesentlich andere: an der der Scheibe zugekehrten Fläche des Seidenzeuges stellen sich unzählige kurze negative Büschel ein, bis zeitweise ein eigenthümlich geformter sog. Halbfunke die fraglichen Flächen mit einander verbindet. Bei Alledem lastet auf dem Schirme nach der Richtung der Fläche hin ein so grosser Druck, dass man gezwungen ist, ihn festzuhalten, wenn er nicht fortgerissen werden soll.

Hat man zwei Schirme, so kann man (unter Anwendung zweier Spitzen) besser, wie sonst je, jene eigenthümlichen Lichtbildungen beobachten, wie sie eben nur zwischen zwei geladenen isolirenden Flächen entstehen, wie man sie zwar auch zwischen den Scheiben der Maschine selbst, aber hier nur in sehr beschränktem Umfange wahrnehmen kann. Die Entladungen zwischen mehr oder weniger isolirenden Flächen — man könnte statt der seidenen Schirme ja auch solche von Papier oder anderem Zeuge anwenden — sind aber namentlich um deswillen von Interesse, weil es sich bei den Ausgleichungen der atmosphärischen Elektricität im Wesentlichen um solche Entladungen handeln dürfte.

Wendet man die Condensatoren an, so kann man mit Hilfe eines Schirmes, wenn man ihn der Spitze nahe rückt, trotz der Spitze sehr lange Funken erhalten, weil der Schirm bis zu einem gewissen Grade die Elektricitätsbewegung hemmt und die Spitze so eine grössere Dichtigkeit gewinnen kann.

Desgleichen kann man mit Hilfe zweier Schirme unter Benutzung zweier Spitzen so lange Funken erhalten, wie nur sonst bei der geeignetsten Grösse kugelförmiger Elektroden.

Noch auf andere Weise kann man mittels eines Schirmes oder mittels einer seidenen Umhüllung der Elektroden eine Variirung der Entladungen bewirken, wie ich es gelegentlich ausführlicher besprechen will.

II.

Nachträgliche Bemerkungen zu den früheren Versuchen.

Der folgenden Beschreibung einiger weiteren Versuche über den vorliegenden Gegenstand schicke ich einige Ergänzungen, resp. Berichtigungen meiner ersten Mittheilung voraus.

Ich bemerkte, dass als Elektricitätsquelle wo möglich eine Influenzmaschine anzuwenden sei. Vielleicht hätte ich hinzufügen sollen, dass ich hierunter eine gewöhnliche Influenzmaschine verstehe. Es gibt deren ja auch mit metallisch belegter rotirender Scheibe. Mit einer solchen dürften die Erscheinungen jedoch kaum mit gleicher Leichtigkeit oder in gleicher Vollkommenheit zu gewinnen sein.

Ich liess es zweifelhaft, ob je nach den Witterungsverhältnissen eine einfache, oder mehrfache Lage von Seidenzeug eine bessere Wirkung zeige. Nach späteren Versuchen möchte ich jedoch in jedem Falle, aber namentlich bei Anwendung zweier Spitzen und in der Mitte befindlichem Schirme eine mehrfache Lage empfehlen. Die leuchtende Fläche gewinnt hierdurch an Lichtstärke, was bei ihrer relativen Lichtarmuth gewiss als eine Verbesserung zu betrachten ist.

Ich erwähnte, dass bei positiv oder negativ elektrischer Ausstrahlung in den Erscheinungen kein wesentlicher Unterschied wahrzunehmen sei. In Wahrheit jedoch nimmt unter sonst gleichen Verhältnissen bei positiv elektrischer Ausstrahlung die leuchtende Fläche grössere Dimensionen an. Auch das Schattenbild erscheint hierbei, wenn auch nur in geringerem Grade, verändert; wenn ich mich nicht täusche, gewinnt es radial, während es circular etwas verliert. Aber noch ein anderer Unterschied manifestirt sich, wenn man dem Aus-

strahlungskegel mit einem leitenden Körper nahe kommt, gleichviel ob dieser isolirt oder abgeleitet ist. Um diesen Unterschied deutlich zu machen, muss ich zuvor einiger noch unerörterten Erscheinungen gedenken, welche beide Elektricitäten gleichmässig berühren. Jene Annäherung bewirkt zunächst, dass sich die leuchtende Fläche an selbiger Seite ein wenig verdunkelt und gleichzeitig ein wenig nach entgegengesetzter Seite verschiebt. Bei grösserer Annäherung treten dann die Umrisse gedachten Körpers immer deutlicher als Schattenbild in die leuchtende Fläche ein. Aber auch dieses geschieht eben schon bei einer Annäherung, nicht erst nachdem man den Mantel des Ausstrahlungskegels, wenn derselbe wirklich die Form eines Kegels hätte, durchschneidet. In Alledem herrscht nun zwischen beiden Elektricitäten kein wesentlicher Unterschied, sobald man sich gedachtem Kegel mehr in der Nachbarschaft der Hohlscheibe, und weniger in der Nachbarschaft der Spitze nähert. In letzterem Falle aber tritt die fragliche Wirkung bei negativ elektrischer Ausstrahlung entschieden schon in grösserer Ferne ein. Ja, es scheint fast, als ob man bei positiv elektrischer Ausstrahlung hier bis zu einem gewissen Grade die entgegengesetzte Wirkung erzeugen könne. Ein weiterer Unterschied zwischen beiden Elektricitäten spricht sich in dem Grade der Verkleinerung der leuchtenden Fläche bei Ableitung der Spitze und in dem Grade der Vergrösserung derselben bei Ableitung der Hohlscheibe aus.

Des weiteren bemerkte ich, dass Isolatoren nur bei beträchtlicher Grösse ein Schattenbild erzeugen, und dass auch dieses bei fortgesetzter elektrischer Einwirkung allmählich verschwindet. Es hat sich ergeben, dass dies so allgemein doch nicht richtig ist, wenn man die fraglichen Dimensionen nur gross genug gewählt, dass vielmehr bei wachsender Grösse, wie ja auch zu erwarten stand, am Ende jede Ausstrahlung erlischt. Wie gross aber bei Alledem der Unterschied zwischen Isolatoren und Leitern ist, mag das Factum beweisen, dass eine Stecknadel constant einen leicht erkennlichen Schatten wirft, während man den Schatten einer 6^{cm} grossen Ebonitscheibe fast vollständig zum Verschwinden bringen kann.

Eine verbesserte Hypothese der Schattenbildung überhaupt.

Nach der letzten Erklärung kann ich meine frühere Ansicht nicht mehr aufrecht erhalten, nach welcher Isolatoren deshalb keinen Schatten

werfen sollten, weil sie für die Ausstrahlungsmaterie als permeabel zu betrachten wären. Ich kehre vielmehr zu der bisher geltenden Annahme zurück, dass sich bei jeder Glimmentladung nur eine Bewegung ponderabler Massentheilchen vollzieht. Hierfür spricht ja auch der Umstand, dass die Wirkung interpolirter Körper fast ausschliesslich von der Beschaffenheit ihrer Oberfläche abhängig ist, noch beredter aber wohl der folgende Versuch, auf welchen ich, trotzdem derselbe nahe genug lag, doch erst später verfallen bin.

Ich näherte die Ausflussöffnung eines Blasebalges seitlich so weit an, dass sie für sich allein noch keine Störung in der leuchtenden Fläche bewirkte. Wurde nun mit geringer Kraft geblasen, so ergab sich auch sonst keine solche, wohl aber, wenn ich den Luftstrom stärker hervortreten liess. Bei jedem Stosse huschte eine Wolke über das Beobachtungsfeld, und gleichzeitig wurde das Schattenbild eines interpolirten Gegenstandes im Sinne der Luftbewegung etwas verschoben. Als ich denselben Versuch mit einer an den Blasebalg angesetzten längeren Gummiröhre wiederholte, konnte ich keine Störung hervorbringen, weil der Luftstrom nun nicht mehr kräftig genug war. Hieraus folgt denn wohl, dass die bewegte Materie Luftmoleküle sind, aber gleichzeitig, dass sich selbige mit ziemlich grosser Schnelligkeit bewegt.

Wenn nun ein leitender Körper einen Schatten wirft und ein isolirender im Allgemeinen nicht, so möchte man vielleicht glauben, dies geschehe, weil ersterer eine stärkere anziehende Wirkung übt. Dann müsste es aber einen wesentlichen Unterschied machen, ob selbiger abgeleitet ist oder nicht; auch müsste sich die leuchtende Fläche bei Einführung eines solchen eher verkleinern als vergrössern. Beides trifft aber nicht zu, und ausserdem wäre damit der fragliche Unterschied noch immer nicht hinreichend erklärt. Da sich die leuchtende Fläche sowohl bei Einführung leitender als isolirender Körper erweitert, so müssen wir vielmehr schliessen, dass beide Körper eine abstossende Wirkung äussern, und wenn sich dort ein Schatten bildet und hier nicht, so dürften wir vielleicht annehmen, dass die Abstossung dort eine so viel grössere ist, dass die Anziehung der Hohlscheibe dieselbe nicht wieder auszugleichen im Stande ist. Denn ohne Zweifel werden die Moleküle nicht nur von der Spitze fortgetrieben, sondern sie werden ebenso gut von der Hohlscheibe angezogen und voraussichtlich am stärksten von ihrer Mitte. Werden sie

durch einen Körper abgelenkt, so dürfte in Folge letzterer Wirkung doch nachträglich bis zu einem gewissen Grade wieder eine Concentrirung erfolgen können. Dass ein leitender Körper aber einen stärker dispergirenden Einfluss hat, dürfte erklärlich sein, weil die gleichartig elektrischen Luftmoleküle durch ihn hindurch kräftiger auf einander einzuwirken im Stande wären.

Dass ein leitender Körper in der That vorzugsweise die Strahlen abstösst und bei seitlicher Annäherung bis zu einem gewissen Grade vor sich hertreibt, lässt sich sehr einfach auf folgende Weise zeigen. Man nähere, während ein anderer Körper einen Schatten wirft, zwischen jenem und der Hohlscheibe seitlich einen Finger. Man wird bei hinreichender Annäherung hierdurch das Schattenbild bald nach entgegengesetzter Seite verschieben. Hierbei zeigt sich dasselbe mehr oder weniger verzerrt, indem sich in seinen Contouren bis zu einem gewissen Grade zugleich die Form der Fingerspitze bemerklich macht. Nähert man eine Siegellackstange, so ist Verschiebung und Verzerrung entschieden geringer.

Andererseits mag zugegeben werden, dass mit der eben aufgestellten Hypothese manche Erscheinungen im Einzelnen doch noch im Widerspruch stehen.

Die Form des Raumes, in welchem die Ausstrahlung erfolgt.

Dass das Strahlengebiet seiner Form nach keinem regelrechten Kegel entsprechen kann, scheint aus den anfänglich mitgetheilten Erscheinungen seitlicher Schattenbildung sicher zu folgen. Wäre es ein Kegel, so dürfte man bei gedachter Annäherung erst einen Schatten gewahren, nachdem der Körper die vom Umfange der leuchtenden Fläche nach der Spitze gezogen gedachten geraden Linien durchschnitten hat. Das wirkliche Strahlengebiet reicht also zweifellos über die eingebildete Kegelfläche hinaus, d. h. in seinen mittleren Theilen, da die Spitze und leuchtende Fläche natürlich als Endgrenzen zu betrachten sind. Es würde also gewissermassen einem Papsthute oder der grösseren Hälfte einer senkrecht zur Längsachse durchschnittenen Citrone vergleichbar sein. Die fragliche Ausbauchung aber dürfte je nach Umständen variiren; sie dürfte z. B. wachsen, wenn man die Spitze weiter von der Hohlscheibe entfernt. Aber auch mit der Elektricitätsart dürfte nach dem früher Mitgetheilten die Gestaltung

wechseln, sofern sich bei negativ elektrischer Ausstrahlung jene Ausbauchung in grösserer Nähe der Spitze befinden würde.

Hieraus folgt aber, ganz abgesehen von der Wirkung eines interpolirten Körpers, dass die Strahlung mehr oder weniger von einer geradlinigen differirt. Nur in nächster Nähe der Achse werden wir annähernd geradlinige Bahnen, in grösserem Abstande dagegen eine wachsende Krümmung anzunehmen haben. Andererseits kann auf der ganzen Bahnstrecke keine gleichmässige Krümmung herrschen; sie wird vorzugsweise vielmehr in grösserer Nähe der Spitze vorhanden sein, und hier ausserdem voraussichtlich in grösserem Maasse, wenn selbige Spitze negativ elektrisch ist.

Wenn ich nicht irre, spricht sich die eben betonte wachsende Divergenz der Strahlen auch in den Erscheinungen aus, wenn man einen Gegenstand langsam der Spitze nähert und hierbei aufmerksam die Vergrösserung seines Schattenbildes verfolgt. Es scheint mir, als ob die Vergrösserung keine stetige, sondern von einem gewissen Punkte an eine unverhältnismässig schnell wachsende sei.

Bei näherer Betrachtung kann dies alles kaum überraschen; es müsste mehr überraschen, wenn die Strahlung eine geradlinige wäre, da neben der abstossenden Wirkung der Spitze eben gleichzeitig die anziehende Wirkung der Hohlscheibe existirt. Wenn erstere die Luftmoleküle divergirend aus einander treibt, so würden sie für sich allein wohl ihre geradlinigen Bahnen behalten. Bei der gleichzeitigen und fortgesetzten Einwirkung der Scheibe aber werden sie nothwendig wieder in convergentere Bahnen gelenkt. Dies wird um so mehr geschehen, je länger letztere einwirkt, also je langsamer jene sich bewegen, also je schwächer der ursprüngliche Impuls. Deshalb verkleinert sich voraussichtlich die leuchtende Fläche, wenn wir die Kraft der Spitze schwächen, indem wir sie ableitend berühren. Es wird um so weniger geschehen, je schwächer die Hohlscheibe wirkt, und wir schwächen diese Wirkung wieder, indem wir jene ableitend berühren. Deshalb bringt hier derselbe Handgriff eine entgegengesetzte Wirkung, eine Vergrösserung der leuchtenden Fläche hervor. Wenn aber die Geschwindigkeit der Moleküle eine Beförderung ihrer geradlinigen Bewegung ist, so darf es nicht Wunder nehmen, wenn sich diese eher in verdünnter Luft manifestirt, wie die Versuche von Crookes beweisen, wenn auch möglicherweise die besondere Anordnung jener Versuche mit in Wage fallen mag.

Dass bei negativ elektrischer Ausstrahlung die leuchtende Fläche eine kleinere ist, kann nicht wohl daher rühren, dass die Strahlen hier von vorn herein mehr der Mittellinie genähert sind, da im Gegentheil nach Früherem hier eine grössere Ausbauchung des Raumes und somit eine grössere Divergenz anzunehmen ist. Man dürfte eher glauben, dass die Triebkraft eine geringere sei, nicht trotzdem, sondern gerade weil sich negative Elektricität leichter in die Luft verliert, da bei schnellerer Aufeinanderfolge der Impulse jeder einzelne dementsprechend eine geringere Kraft besitzen muss.

Die grössere Divergenz der Strahlen an einer negativen Spitze spricht sich übrigens gewissermassen schon in den gewöhnlichen Büschelphänomenen aus, da der positive Büschel durchschnittlich mit einem Stiele beginnt, während der negative stets von vorn herein einer kegelförmigen Flamme gleicht. Viel deutlicher freilich lässt sich, wie ich an einem andern Orte ausführlicher zu zeigen gedenke, dasselbe in isolirenden Flüssigkeiten erkennen, wo beide Büschel sonst ungleich ähnlicher, gerade in gedachtem Punkte vorzugsweise verschieden sind.

Wie sich voraussichtlich die eigenthümliche Gestalt der Bilder erklärt.

An der Gestalt der Bilder ist jedenfalls das Auffallendste, dass sie partiell in dem Maasse wachsen, als ihre Theile der Mitte des Beobachtungsfeldes ferner liegen. Die beigegebene Abbildung (Fig. 1) wird dies besser veranschaulichen, als es sich vielleicht in Worten ausdrücken lässt.

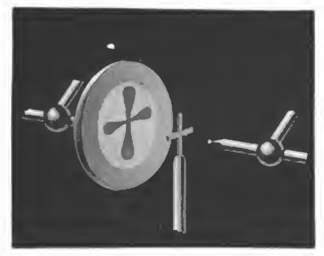


Fig. 1.

Ich deutete in meiner ersten Mittheilung an, dass diese Eigenthümlichkeit wohl mit auf dem Umstande beruhe, dass die Strahlung keine geradlinige sei; ich glaube jedoch heute auf Grund der bereits aufgestellten allgemeinen Hypothese auch hierfür eine bessere Erklärung geben zu können.

Wenn ein leitender Körper wirklich die Moleküle abstösst oder — wie es wohl richtiger ist — in den Molekülen selbst die Neigung zu gegenseitiger Abstossung befördert, so wird die Ablenkung ohne Zweifel

eine grössere sein für Moleküle, welche sich langsamer, als für solche, welche sich schneller bewegen. Andererseits lässt sich mit Sicherheit erwarten, dass in der Geschwindigkeit der Bewegung ein wesentlicher Unterschied besteht, da der Impuls der Spitze, wie die Anziehung der Scheibe in der Richtung der Achse wohl ihr Maximum erreichen muss. Die Geschwindigkeit der Moleküle wird also in dem Maasse eine grössere sein, als ihre anfänglichen Bahnen von vorn herein der Achse genähert sind, und in demselben Maasse wird ihre Zerstreuung durch Theile eines interpolirten Gegenstandes eine geringere sein.

Eine Stütze für diese Erklärung bietet das folgende Experiment. Man beobachte das Schattenbild eines Körpers, während man die Thätigkeit der Maschine steigert. Man steigert hierdurch die Geschwindigkeit der Moleküle in ihrer Gesammtheit, und dies spricht sich in einer allgemeinen Verkleinerung des Schattenbildes aus, während die leuchtende Fläche doch eine Vergrösserung erfährt. Bei successiver Abnahme der Thätigkeit wird umgekehrt das Schattenbild immer grösser, während die leuchtende Fläche an Ausdehnung verliert.

Eine weitere Eigenthümlichkeit in der Gestalt der Bilder äussert sich in dem Einfluss, welchen die optisch unwirksame Dicke der Körper übt. Ich erwähnte, dass ein Cartonstreifen einen fast gleichen Schatten wirft, ob seine breite oder seine schmale Seite der Hohlscheibe zugewendet sei. Noch auffallender vielleicht ist die Erscheinung, dass eine Kugel und ein parallel der Achse gestelltes Drahtstück fast gleiche Schatten werfen können.

Aber auch hier bietet die Erklärung keine Schwierigkeit, wenn wirklich ein interpolirter Gegenstand durch Abstossung die Strahlen aus einander treibt. Die Divergenz muss dann naturgemäss eine grössere werden, je länger die Moleküle den Gegenstand streifen, d. h. je dicker derselbe ist.

Eine dritte Eigenthümlichkeit, deren ich bisher nicht gedacht, besteht in der Abrundung der Ecken oder in durchgängig ungenauer Reproduction.

So weit diese Erscheinung nicht schon in dem Voraufgegangenen ihre Begründung findet, dürfte sie darauf basiren, dass sich die Wirkung der Körpermoleküle naturgemäss schon in grösserer Ferne bemerkbar macht.

Ungefähre Schätzung der Geschwindigkeit und Kraft der bewegten Moleküle.

Vor Jahren schon, und jedenfalls vor Anwendung des Crookesschen Flügelrädchens in evacuirten Röhren, erlaubte ich mir auf den Gebrauch einer gleichen Vorrichtung zum Nachweis der Luftströmung bei elektrischer Ausstrahlung hinzuweisen. Ich bemerkte auch, dass ein Flügelrädchen zwischen den zugespitzten Entladungsstangen einer Influenzmaschine weit eher der Triebkraft der positiven Elektrode folge, als Beweis, dass hier eine stärkere Strömung vorhanden sei[1]).

Man verfertigt ein derartiges Rädchen am einfachsten aus einem kurzen, engen Glasröhrchen und vier Stückchen Carton, indem man die Röhre auf einer längeren einseitig befestigten Stecknadel laufen lässt, oder aus einer Nadel als laufender Achse, indem man ihre Enden durch einen bogenförmigen Halter stützt, an welchem zwei ganz kurze Röhrenstücke befestigt sind. In beiden Fällen muss die Achse in horizontaler Lage verbleiben. Soll sie senkrecht stehen, so wendet man noch ein kleines Glasstückchen, dort als oberen Verschluss des Röhre, hier als untern Verschluss des unteren Röhrenstückchens, an. Man kann auch statt einer Glasröhre eine Cartonröhre mit Endplatten wählen und in letztere Löcher stechen, oder eine Nadel einfach in einem bogenförmigen Cartonstreifen laufen lassen.

Eine Vorrichtung solcher Art, aber mit senkrecht gestellter Achse und etwas sorgfältigerer Ausführung diente zu den nachfolgenden Versuchen.

Ich stellte das Rädchen zwischen Spitze und Hohlscheibe nach einander an verschiedenen Stellen des voraussichtlichen Strahlengebietes auf. Ueberall fand, nur nicht in der Verlängerung der Entladungsstange, eine Bewegung in bestimmtem Sinne, aber vor und hinter jener eine Bewegung im entgegengesetzten Sinne statt. Dieser Umstand für sich allein schon beweist, dass die Geschwindigkeit der Moleküle von der Mittellinie an gerechnet nach beiden Seiten fällt, weil sich das Rädchen nicht mit Entschiedenheit bewegen könnte, wenn es links und rechts von seiner Achse gleichen Impulsen ausgesetzt wäre. Ein Gleiches aber liess sich auch aus dem Umstande schliessen, dass das Rädchen immer langsamer rotirte, je weiter es nach aussen verschoben wurde.

---

1) Pogg. Ann. Erg.-Bd. 8.

Ich versuchte nun, ob das Rädchen in Bewegung kam, wenn es ganz ausserhalb des vermuthlichen Strahlengebietes an verschiedenen Punkten stand. Hier bewegte es sich nur in nächster Nähe der Entladungsstange, also mehr oder weniger hinter der Spitze, zum Beweise, dass hier vornehmlich die Stelle des ergänzenden Luftzuflusses war. Aber auch an anderer Stelle konnte ich es dadurch in Rotation versetzen, dass ich das Strahlengebiet durch Annäherung eines Gegenstandes nach der betreffenden Seite verschob, und eher, wenn dieser ein Leiter, als wenn er ein Isolator war, desgleichen eher, wenn das Rädchen mehr der Hohlscheibe und jener mehr der Spitze genähert wurde.

Ich brachte nun das Rädchen wieder in die Mitte des Strahlengebietes, stellte aber zwischen ihm und der Spitze einen Cartonschirm so, dass es nur einseitig getroffen wurde, sei es dadurch, dass ich den ganzen Raum zur Hälfte abschloss, sei es dadurch, dass ich nur einen kleineren Theil der Strahlen durch eine im Schirme befindliche Oeffnung fallen liess. So rotirte das Rädchen begreiflicherweise am leichtesten, und seine Geschwindigkeit mochte so am ersten einen Anhalt für die Geschwindigkeit der Luftmoleküle geben. Aber dies doch nur bei langsamer Bewegung, da nur bei solcher der Widerstand, den es zur Hälfte in den nicht mitwirkenden Molekülen fand, vernachlässigt werden konnte. Unter solchen Umständen fielen auf jede Kurbelumdrehung etwa 18 Umdrehungen, und in derselben Zeit legte, entsprechend der Flügelgrösse, ein Punkt der Peripherie einen Weg von $1{,}62^{m}$ zurück. Hierbei drehte ich die Kurbel aber sehr langsam. Unter gewöhnlicher Benutzung der Maschine pflegte ich auf jede Secunde $1^1/_2$ Kurbelumdrehungen zu zählen. Dies würde — vorausgesetzt, dass die hier in Betracht kommende Leistung der Maschine der Anzahl der Kurbelumdrehungen proportional ist — für eine gewöhnliche Influenzmaschine bei gewöhnlicher Drehung eine Geschwindigkeit von $2{,}43^{m}$ in der Secunde ergeben. Hiernach würde die Geschwindigkeit der Moleküle kaum eine grössere sein als diejenige eines mässigen Windes, welcher eben die Zweige der Bäume rührt.

Ein Wind, bei welchem die Luft die eben gedachte Geschwindigkeit hat, übt erfahrungsgemäss einen Druck von etwas mehr als 1^{kgr} auf den Quadratmeter aus. Es interessirte mich natürlich zu prüfen, ob sich hier wohl zwischen Geschwindigkeit und Druck eine gleiche Abhängigkeit ergeben würde.

In dieser Absicht bediente ich mich einer Art Winkelwage, in welcher eine Cartonscheibe, 10^{qcm} gross, isolirt zwischen Spitze und Hohlscheibe balancirte, während an einem horizontalen Arme in genau gleicher Entfernung vom Drehpunkte als der Mittelpunkt der Scheibe, genau äquilibrirt, eine kleine Schale hing. Zur grösseren Bequemlichkeit war noch eine Art Anschlag so angebracht, dass letztere wohl beliebig gehoben, aber nur wenig herabgedrückt werden konnte. Während die Ausströmung nun die Cartonscheibe aus ihrer Gleichgewichtslage trieb, wurde die Schale successive mit Sandkörnern beschwert und dies so lange fortgesetzt, bis bei gewöhnlicher Umdrehungsgeschwindigkeit der Kurbel keine Hebung mehr erfolgte. Das Gewicht des Sandes betrug bei dieser Gelegenheit etwa 1^{gr}, wenn Spitze und Hohlscheibe, wie bei den früheren Versuchen, um 13^{cm} getrennt waren und die Cartonscheibe etwa in der Mitte derselben stand. Dies würde allerdings für eine quadratmetergrosse Scheibe auffallend genau dem oben bezeichneten Drucke entsprechen. Bei anderer Stellung aber ergab sich ein etwas grösserer Druck, und zwar ebensowohl wenn die Scheibe der Spitze, als wenn sie der Hohlscheibe genähert wurde. Ersteres erklärt sich aus der Divergenz der Strahlen, sofern voraussichtlich eine grössere Zahl derselben traf; letzteres aus dem Umstande, dass jene, selbst elektrisch, von der Hohlscheibe angezogen wurde. Nach Letzterem hat freilich ein Vergleich der beiderseitigen Drucke nur einen sehr bedingten Werth.

Lichtbilder, eine Umkehrung der Schattenbilder, und Combinationen beider.

Stellt man zwischen Spitze und Hohlscheibe eine Cartonscheibe von etwa 12^{cm} Durchmesser auf, so findet eine vollständige Beschattung des sonstigen Beobachtungsfeldes statt, während sich über die Beschattung hinaus eine ringförmige Beleuchtung zeigt, weil die Cartonscheibe die Strahlen nicht absorbirt, sondern nur divergirender macht. Hat die Cartonscheibe indessen eine Oeffnung, so dringt ein Theil der Strahlen hier hindurch und erzeugt auf der beschatteten Fläche ein leuchtendes Bild. Dies Bild nun ist wieder kein optisch regelrechtes, sondern hat gewisse und zwar entgegengesetzte Eigenschaften, als sie das Schattenbild eines der Oeffnung gleichgeformten Körpers zeigt.

Ein Körper wirft stets einen Schatten, welcher die Grösse desselben übertrifft, während eine Oeffnung im Allgemeinen ein verkleinertes



Bild erzeugt. Jedenfalls ist bei gleicher Entfernung von der Spitze das Bild eines Körpers stets grösser als dasjenige einer Oeffnung von gleichen Contouren.

Der Schatten eines Körpers vergrössert sich, wenn man den Körper nach aussen schiebt, während sich das Bild einer Oeffnung bei gleicher Verschiebung verkleinert. Der Schatten eines körperlichen Kreuzes nimmt hiernach bei centraler Stellung (siehe Fig. 1 S. 417) jene wiederholt besprochene periphe rische Verstärkung an, während sich das Bild einer kreuzförmigen Oeffnung bei gleicher Lage (siehe Fig. 2) peripherisch verjüngt.



Fig. 2.

Verdreht man Körper oder Oeffnung bei sonst centraler Stellung so, dass ihre wirksamen Contouren zur Fläche der Hohlscheibe schräge stehen, so tritt bei beiden Bildern eine eigenthümliche, aber wieder entgegengesetzte Verzerrung ein. Die der Scheibe näheren Theile erscheinen im Schattenbilde ebenso viel verstärkt, als die ferneren verjüngt erscheinen, während sich im Lichtbilde dort eine Verjüngung und hier eine Verstärkung bemerkbar macht.

Dagegen harmoniren beide Bilder in zwei Punkten, einmal darin, dass sie grösser werden, wenn das ganze Object der Spitze genähert wird, ferner darin, dass bei eben dieser Annäherung zugleich ihre charakteristischen Unterschiede wachsen.

Was die Erklärung anlangt, so dürfte das Charakteristische der Lichtbilder im Wesentlichen wohl aus der bereits aufgestellten Hypothese abzuleiten sein, aus der Annahme, dass ein leitender Gegenstand die bewegten Luftmoleküle abstösst und um so weiter abstösst, je langsamer die Bewegung derselben ist. Hier wirkt die Abstossung aber nicht nach aussen, sondern nach innen; deshalb werden die Strahlen durch diese nicht divergenter, sondern convergenter gemacht. Deshalb muss dort, wo sich im Schattenbilde eine Verstärkung zeigt, im Lichtbilde eine Verjüngung resultiren.

Man kann ein Schattenbild aber auch mit einem Lichtbilde combiniren und zwar am einfachsten, indem man das erstere im Rahmen des letzteren erscheinen lässt. Hierbei nehmen beide Bilder bis zu

einem gewissen Grade mittlere Formen an, während das Schattenbild zugleich kleiner wird und das Lichtbild umgekehrt wächst.

Stellt man den Cartonschirm mit einer grösseren viereckigen Oeffnung auf und bringt zwischen dieser und der Spitze noch ein kleines rundes Scheibchen an, so erscheint das Lichtbild nicht viereckig, sondern verrundet, während gleichzeitig das Schattenbild mehr oder weniger eckig erscheint. Wäre die Oeffnung des Schirmes eine längliche, so würde das Schattenbild die Form einer Ellipse repräsentiren.

Stellt man den Cartonschirm mit einer grösseren runden Oeffnung auf und befestigt zwischen dieser und der Spitze einen schmalen Streifen oder ein kleines Kreuz, so wird man das Schattenbild ausserordentlich klein finden, viel kleiner, als wenn man den Schirm gar nicht in Anwendung bringt. Ist der Schirm aber nur eine Cartonscheibe von mittlere Grösse, oder rückt man den Gegenstand so nahe der Spitze, dass eine Ueberschattung des Schirmes erfolgt, so wird man das äussere Bild in demselben Maasse vergrössert finden, als es sonst bei gewöhnlicher Darstellung erscheint. Dieser Versuch zeigt sehr deutlich, dass die Cartonscheibe nach aussen die Strahlen mehr divergirend, nach innen mehr convergirend macht. In besonders feinen Linien erscheint das innere Schattenbild, wenn man dem Schirme keine runde, sondern gleichfalls streifen-, resp. kreuzförmige Oeffnung gibt.

Wenn die Oeffnung des Schirmes divergirende Strahlen convergenter macht, so lässt sie hierdurch zugleich mehr oder weniger parallele Strahlen entstehen. In der That wachsen im Rahmen eines Lichtbildes die Dimensionen des Schattenbildes nur wenig, wenn der Körper der Spitze genähert wird. Ein gewisser Theil sehr nahe paralleler Strahlen gehört aber dem Strahlenbündel wohl an und für sich schon in nächster Nähe der Achse an, da das Schattenbild eines sehr kleinen Gegenstandes bei axialer Verschiebung überhaupt nur wenig geändert wird.

Während bei den früheren Versuchen mit gleichem Erfolge sowohl positive als negative Ausstrahlung zu verwenden ist, findet die Darstellung der Lichtbilder entschieden am besten bei positiver Ausstrahlung statt, da die Anwendung des Cartonschirmes bei negativer den Uebelstand mit sich führt, dass die Glimmentladung leicht in eine Büschelentladung übergeht.



Fixirung der Bilder nach Art der Lichtenberg'schen Figuren.

Es lag nahe zu untersuchen, ob nicht durch vorherige Bestaubung der seidenen Fläche den Bildern eine bleibende Gestalt zu geben sei. Es hat sich herausgestellt, dass dies sehr wohl möglich ist, obwohl sich die so gewonnenen Zeichnungen in einigen Punkten doch von den früheren Bildern unterscheiden.

Während sonst die Farbe des Seidenstoffes natürlich gleichgültig ist, wählt man für den vorliegenden Zweck am besten schwarzes Zeug. Zur Bestaubung bedient man sich am zweckmässigsten des Bärlappsamens, indem man ihn aus einem doppelt mit feiner Gaze überbundenen Gefässe schüttelt. Man nimmt die Hohlscheibe, während das Zeug noch an derselben haftet, von der Entladungsstange, oder stellt sie mitsammt der Entladungsstange ein wenig geneigt, weil man sie so besser bestauben kann. Man bestaubt möglichst dick und gleichmässig und bringt die Scheibe hiernach behutsam wieder in ihre frühere Lage zurück. Man darf die Kurbel nun nicht früher rühren, als bis der Versuch des weiteren vollständig vorbereitet ist: ich meine, bevor man, wenn man nicht etwa nur die leuchtende Fläche zeichnen will, dem beschattenden Körper oder dem Cartonschirm ihre ordnungsmässigen Stellungen gegeben hat. Nach vier bis fünf Kurbelumdrehungen — man experimentirt diesmal natürlich nicht im Dunkeln, sondern im Tageslichte — wird man das Bild alsdann vollkommen fertiggestellt sehen. Für die Wiederholung des Versuches nimmt man zunächst das Zeug von der Scheibe und staubt es ab, lässt es hiernach zunächst wieder anhaften und bestaubt es dann in der angegebenen Weise von neuem.

Die Bilder gleichen nun im Wesentlichen den früheren, wenn wir mehr ihre Contouren und weniger ihre Farbe vor Augen halten. Die letztere richtet sich nämlich danach, ob der Staub eher an den bestrahlten oder eher an den beschatteten Punkten der Fläche haftet, und dies ist je nach Umständen verschieden. Bei ein- bis dreifacher Lage von Seidenzeug und gewisser Luftbeschaffenheit fand ich zuweilen die bestrahlten Theile weiss und die beschatteten Theile dunkel gezeichnet vor. Meistentheils aber und zumal bei mehrfacher Seidenlage stellen sich die beschatteten Theile in weisser, die bestrahlten in dunklerer Färbung dar. Keinenfalls aber sind die Flächen homogen, wie bei den früheren Bildern, sondern es sind allemal die Contouren in bevorzugter Weise weiss. Statt der leuchtenden Fläche erhält

man durchschnittlich einen weissen Ring, dessen Weite wohl im Ganzen mit der Peripherie jener harmonirt. Statt des Schattenbildes, welches ein Kreuz wirft, findet man ein weisses Kreuz mit dunklen Mittellinien oder ein dunkles Kreuz mit weisser Umsäumung vor. Die Verdunkelung der mittleren Theile wächst übrigens mit der Grösse der Schatten, also in dem Maasse, als der Körper der Spitze genähert wird.

Der weisse Ring, welcher in diesen Figuren die frühere leuchtende Fläche repräsentirt, liess wohl einen innigen Zusammenhang gedachter Zeichnungen mit den Lichtenberg'schen Figuren errathen. So versuchte ich denn, ob sich nicht auch auf einer bestaubten Ebonitscheibe durch Beschattung ähnliche Figuren erzeugen liessen. Dies gelang nun freilich nicht in der Maschine selbst, weil sich die Ebonitscheibe wegen der kräftigen unausgesetzten Strömung schnell vollständig nach Art einer Franklin'schen Tafel lud; wohl aber gelang es, als ich die Ebonitscheibe auf den Tisch legte, oberhalb derselben einen zugespitzten Leiter hielt und hierauf kleine Entladungen einer Leydener Flasche wirken liess. Am besten gelang es, wenn der Leiter, den ich natürlich an einer isolirten Handhabe hielt, eine Holzstange war und an seinem oberen Ende eine grössere Kugel trug. So gewann ich wenigstens mit beiden Elektricitäten gleichmässig denselben Ring und innerhalb desselben das Schattenbild des interpolirten Körpers, während mir dasselbe bei Anwendung eines metallischen Leiters wohl auch mit negativer, nicht jedoch mit positiver Elektricität gelang. Die Holzstange bewirkte vermuthlich, dass die sonst eher zu disruptiver Entladung geneigte positive Elektricität gleichfalls zur Glimmentladung gezwungen wurde. Den fraglichen Körper legte ich über zwei Siegellackstücke, so dass er 10^{mm} hoch etwa über der bestaubten Fläche schwebte. Die Spitze hielt ich wieder etwa um 10^{mm} höher und möglichst ruhig natürlich, während der Act der Entladung vor sich ging. So erhielt ich Schattenbilder. Zur Darstellung der Lichtbilder legte ich den Cartonschirm in gleicher Höhe etwa auf drei Siegellackstücken hin. Wandte ich statt des letzteren ein Drahtnetz mit weiten Maschen an, so zeichneten sich diese sehr deutlich auf der bestaubten Fläche ab. Sämmtliche Bilder boten im Uebrigen, zumal in Ansehung ihrer Form, die früher genannten Eigenthümlichkeiten dar.

Wenn die Spitze zur Fläche eine schräge Stellung hat.

Gibt man der Spitze zur Hohlscheibe eine schräge Stellung, so verliert die leuchtende Fläche mehr und mehr ihre kreisförmige Gestalt. Sie wird jedoch nicht gerade elliptisch; es stellt sich vielmehr an jener Seite, wo die Stange mit der Fläche den kleinsten Winkel macht, eine Abplattung mit verstärkter Helligkeit ein, während sich für die gegenüberliegende Seite eine Ausbauchung mit umgekehrt verminderter Helligkeit ergibt. Auf die hieraus resultirende Verzerrung der Schatten- und Lichtbilder soll hier nicht weiter eingegangen werden.

Eine ähnliche, aber scheinbar viel stärkere Wirkung übt die schräge Haltung gedachten Leiters über einer bestaubten Ebonitscheibe aus. Schon bei geringer Neigung stellt sich statt der Ringfigur eine eigenthümliche parabolische Zeichnung ein. Bei einer Neigung von 40^0 etwa erhält man eine gerade Linie, welche bei weiterer Neigung wieder in gekrümmte Linien nach entgegengesetzter Richtung überschlägt. Selbige Zeichnungen sind freilich streng genommen mehr bandförmig als linear, auch nicht scharf begrenzt, sondern mit verwaschenen Säumen. Die grössere Schwärzung der Scheibe findet sich allemal an jener Seite, nach welcher die Spitze zeigt, während an der entgegengesetzten das Band die weisseste Färbung hat. Auch hier sollen die verzerrten Zeichnungen eines interpolirten Gegenstandes nicht weiter betrachtet werden.

Einige weitere Versuche mit negativem Resultat.

Ich stellte in das Strahlengebiet zwei Thermometer, das eine mit leitender Kugeloberfläche versehen, hoffend, dass sich an diesem die grössere Abstossung der Strahlen durch eine geringere Wärmewirkung documentiren sollte. Es ergab sich jedoch an beiden Instrumenten, voraussichtlich, weil sie zu wenig empfindlich waren, nur eine so schwache Erwärmung, dass der fragliche Unterschied nicht deutlich genug war.

Ich stellte einen Elektromagneten in nächster Nähe des Strahlengebietes auf in der Erwartung, dass sich bei Schliessung des Stromes eine Ablenkung der Strahlen ergeben würde. Selbige documentirte sich jedoch weder in der Verschiebung der leuchtenden Fläche noch des Schattenbildes, vermuthlich, weil eine Ablenkung bei so langsamer Elektricitätsbewegung überhaupt nicht resultiren kann.

Ich suchte analoge Erscheinungen in isolirenden Flüssigkeiten zu gewinnen, indem ich in einem mit einer solchen Flüssigkeit gefüllten grösseren Gefässe eine Spitze einer Scheibe gegenüber stellte. Es entstand jedoch kein Glimmlicht, weder wenn ich die Scheibe mit Seide bedeckte, noch wenn ich zur Flüssigkeit, um sie leitender zu machen, geringe Mengen einer besser leitenden Flüssigkeit gab. Ich mischte der Flüssigkeit nun gewisse pulverartige Stoffe bei, weil sich aus anderen Versuchen ergeben hatte, dass solche durch elektrische Einwirkung die eine oder die andere Elektrode überziehen [1]). Aber auch hier trat in dem fraglichen Ueberzuge bei Interpolirung eines Gegenstandes nicht die erwartete Schattenbildung hervor.

1) Meine diesbezüglichen Versuche finden sich in den Mittheilungen des naturwissenschaftlichen Vereins für Neuvorpommern und Rügen vom Jahre 1880 ausführlich mitgetheilt.

(Fortsetzung folgt.)



Zur Theorie des Volta'schen Fundamentalversuches.

Von

Dr. Franz Exner,

a. ö. Professor an der Universität in Wien.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Obgleich der Zusammenhang elektrischer Erscheinungen mit chemischen Processen durch verschiedene Arbeiten der letzten Jahrzehnte hervorgehoben wurde, so gilt doch bis heutigen Tages die Volta'sche Contacttheorie mit ziemlicher Allgemeinheit. Das mag vielleicht dem Umstande zuzuschreiben sein, dass man die Elektricitätserregung durch Contact für eine der bestbegründeten Thatsachen hält; es wird Aufgabe der vorliegenden Abhandlung sein, zu zeigen, dass diese Annahme eine ungerechtfertigte ist, und dass der Volta'sche Fundamentalversuch sich durch die Contacttheorie nicht, wohl aber durch die chemische Theorie erklären lässt.

In einer früheren Arbeit[1]) über die Ursache der Elektricitätsentwicklung beim Contact heterogener Metalle habe ich gezeigt, dass zwischen der chemischen Einwirkung, welche die Metalle seitens der umgebenden Luft erfahren, und den bei Berührung erzeugten Potentialdifferenzen auch numerisch eine vollständige Uebereinstimmung besteht; es erübrigt noch auf die Art der Entstehung dieser Potentialdifferenz näher einzugehen. In der eben genannten Arbeit wurde nur der Fall betrachtet, dass während der Berührung zweier Metalle die chemische Einwirkung und somit auch die Entwicklung von Elektricität fortdauert, und gezeigt, dass die daraus resultirende Vertheilung derselben der Erfahrung entspricht. Es kann aber auch der Fall vorkommen, dass die Berührung der beiden Metalle nur eine momentane ist, so dass die während dieser kurzen Zeit etwa durch Oxydation erzeugte Elektricität an Menge viel zu gering ist, um einen irgend wahrnehmbaren Effect zu erzielen. Dieser Fall liegt z. B. beim Volta'schen

1) Wiener Akad. Sitzungsber. Bd. 80.

Fundamentalversuche vor; es wird aus dem Nachfolgenden hervorgehen, dass auch in dieser Hinsicht die chemische Theorie die einzig befriedigende Erklärung gibt. Zugleich wird sich aber ergeben, dass man mit der Anwendung eines Condensators — wie dies eben beim Volta-schen Versuche der Fall ist — ein neues Phänomen in den Versuch einführt, ein Phänomen, das mit der ursprünglichen Frage nach der Wirkung des Contactes zweier Metalle (die keinen Condensator mit einander bilden) gar nichts zu thun hat.

Es wird daher gerechtfertigt erscheinen, wenn ich bei Behandlung dieser Frage zunächst mit jenen Versuchen beginne, die sich ohne Anwendung eines Condensators anstellen lassen.

Aeltere diesbezügliche Versuche von W. Thomson mit einem aus Zink und Kupfer construirten Ringelektrometer stimmen ihrer Natur nach vollkommen mit dem Volta'schen Versuche überein, und wird demnach Gelegenheit sein, im Anschlusse an diesen auf dieselben zurückzukommen.

Erst seit Einführung des Elektrometers ist man überhaupt im Stande, Versuche über die Contactelektricität ohne Anwendung eines Condensators auszuführen. Die bewegliche Nadel eines Quadrantenelektrometers hat eine bestimmte Ruhelage zufolge eines bestimmten Potentials, das wir kurz das Potential der Erde nennen und als Null bezeichnen. Aendert sich aus irgend einer Ursache das Potential der Nadel, so ändert sich entsprechend die Induction zwischen ihr und den geladenen Quadranten und demzufolge auch ihre Lage. Eine jede Aenderung des Potentials der Nadel wird somit durch eine Ablenkung derselben ersichtlich werden, sofern nur diese Aenderung eine gewisse Grösse erreicht, die von der Construction des Instrumentes abhängt.

Zu den nachfolgenden Versuchen wurde ein Branly'sches Quadrantenelektrometer verwendet, dessen Quadrantenpaare mit den beiden Polen einer Zamboni'schen Säule in Verbindung waren; die Nadel wurde durch eine Leitung mit den zu untersuchenden Körpern in Contact gesetzt, die Ablesung geschah mittels Fernrohr und Spiegel.

Es entsteht zunächst die Frage, ob das Elektrometer einen Ausschlag anzeigt, wenn man die Nadel statt mit der Erde mit irgend einem Metalle verbindet. Stellt man den Versuch so an, dass man ein Stück Zink oder Magnesium in die Hand nimmt und damit den Elektrometerdraht berührt, so erhält man allerdings einen Ausschlag,

aber man überzeugt sich auf den ersten Blick, dass man es hier nicht mit einer Wirkung der Contactelektricität zu thun hat, sondern mit der Wirkung eines galvanischen Elementes, das durch das Metall und die Feuchtigkeit der Hand gebildet wird. Wäre der Ausschlag eine Folge der Contactwirkung, so müsste er für Magnesium positiv, für Zink negativ sein, da das Aluminium der Elektrometernadel in der Spannungsreihe zwischen Magnesium und Zink steht. Der Ausschlag ist aber in beiden Fällen negativ, und zwar für Magnesium stärker in dem Maasse, als dasselbe auch von Wasser stärker angegriffen wird. Dass man es hier nicht mit Contactwirkung zu thun hat, ersieht man auch daraus, dass nur durch die Ableitung mit der Hand ein Ausschlag erzielt wird, nicht aber sobald man das Zn oder Mg metallisch mit der Erde verbindet oder es isolirt am Elektrometer prüft. Derartige Versuche, wobei eine Berührung der Metalle mit Leitern zweiter Ordnung stattfindet, fallen somit auch ausser das Bereich der vorliegenden Untersuchung.

Verbindet man die Nadel des Elektrometers mit einer grossen Kupferplatte, die isolirt aufgestellt ist, so erfolgt keinerlei Ausschlag (desgleichen wenn die Platte aus irgend einem anderen Metalle besteht). Dafür kann man zweierlei Gründe geltend machen: erstens es findet durch diese Verbindung des Aluminiums mit Kupfer keine Potentialänderung in ersterem statt, oder es ist dieselbe zu gering, um vom Elektrometer angezeigt zu werden. Der folgende Versuch gibt hierüber Aufschluss.

I. Versuch. — Es wurden zwei Bleche aus Zink und Kupfer, jedes von ca. 4600^{qcm} Oberfläche, isolirt aufgestellt; verbindet man das eine oder das andere, nachdem es zur Erde abgeleitet war, mit dem Elektrometer, so erhält man absolut keinen Ausschlag.

Es kann bei ganz frisch geputzten Zinkplatten zuweilen vorkommen, wenigstens wenn sie sehr beträchtliche Dimensionen haben, dass sie am Elektrometer einen kleinen Ausschlag geben; das tritt ein, wenn sie bei fortschreitender Oxydation in der Luft längere Zeit isolirt gestanden; doch kann man diesen Effect schon deshalb nicht mit einer etwaigen Contactwirkung verwechseln, weil derselbe vollkommen verschwindet, sobald man das Zink unmittelbar vor dem Versuche ableitet.

Es wurde darauf das Kupferblech mit dem Cu-Pole eines Daniell'schen Elementes verbunden und dessen Zn-Pol zur Erde geleitet. Dadurch nimmt das Kupfer das Potential 1 Daniell an.

(Nach der Contacttheorie sogar noch ein Geringeres.) Trennt man nun das Kupfer vom Elemente und bringt es ans Elektrometer, so erhält man einen ganz beträchtlichen Ausschlag, im vorliegenden Falle von 27 Scalentheilen. Wurde das Kupferblech statt mit dem Cu mit dem Zn des Daniell verbunden, so ergab sich nachher am Elektrometer der Ausschlag — 27 Sc. (Die Vorzeichen drücken zugleich die Art der beobachteten Elektricität aus.) Daraus folgt nebenbei, wenn man die bisherige Anschauung und Schreibweise der Contacttheorie beibehält:

$$Zn \mid F + F \mid Cu = -Cu \mid F - F \mid Zn - Zn \mid Cu$$
$$\text{oder } Zn \mid Cu = 0,$$

wenn man für die Flüssigkeiten des Elementes einfach den Buchstaben F setzt und die Wechselwirkung der beiden Flüssigkeiten auf einander wie üblich vernachlässigt. Im Uebrigen zeigt der Versuch, dass die Potentialdifferenz von 1 Daniell zwischen Elektrometernadel und Kupferplatte hinreicht, um bei ihrer Verbindung einen beträchtlichen Ausschlag hervorzurufen; da der Werth Al | Cu ungefähr von der Grösse eines Daniell ist, so müsste man also auch bei Verbindung der Nadel mit dem vorher abgeleiteten Kupfer noch einen sehr bemerkbaren Ausschlag erhalten. Da dies nicht der Fall ist, so folgt daraus, dass die Aluminiumnadel durch die Verbindung mit dem Kupfer ihr Potential nicht geändert hat, d. h. dass der Werth Al | Cu eine ganz andere Bedeutung hat, als ihm die Contacttheorie zulegt: eine Bedeutung, die aus der unten folgenden Theorie des Volta-schen Fundamentalversuches deutlich werden wird. Die eben besprochenen Versuche ergeben natürlich genau dasselbe Resultat, wenn man statt der Kupferplatte die Zinkplatte verwendet; ich unterlasse es daher, die Zahlen dafür anzugeben.

Verbindet man die isolirt aufgestellten Zn- und Cu-Bleche metallisch mit einander und prüft dann das eine oder andere am Elektrometer, so ist das Resultat absolut Null. Es tritt also weder eine Potentialänderung der Nadel ein, wenn man sie mit einem vorher abgeleiteten Metalle verbindet, noch ändert das Cu sein Potential durch die Berührung mit Zn.

Es folgt daraus, dass entweder alle Metalle, ob mit einander in Contact oder nicht, dasselbe Potential haben, — welche Auffassung sich als die richtige herausstellen wird — oder dass einem jeden Metalle, das einmal mit einem anderen oder der Erde in Berührung

war, ein bestimmtes Potentialniveau zukommt, das, wenn das Volta-sche Spannungsgesetz gilt, nicht durch den Contact mit einem anderen Metalle alterirt wird. Würde z. B. dem Zn der Potentialwerth *P* entsprechen, dem Kupfer *p*, so wäre Zn | Cu $= P - p$ und bei der Berührung beider würde eben die Contactkraft die beiden Potentiale auf dem ursprünglichen Niveau erhalten, so dass keine Veränderung eintritt. Das Potential der Elektrometernadel könnte somit durch keine Verbindung mit irgend einem Metalle geändert werden. Diese Form müsste die Contacttheorie ohne Zweifel annehmen, um nicht sofort auf Widersprüche zu stossen. Es lässt sich aber leicht der Nachweis liefern, dass sie auch so nicht im Stande ist, zur Aufklärung der Erscheinungen beizutragen.

Wenn ein Metall, z. B. Kupfer, im abgeleiteten Zustande das Potential *p*, Zink dagegen das Potential *P* hat, so dass der bekannte Ausdruck Zn | Cu $= P - p$ wird, so fragt es sich, welcher Ursache denn diese Potentialdifferenz zwischen Erde und Metall zuzuschreiben ist. Dass die Contacttheorie eine solche Differenz annehmen muss, ist selbstverständlich, da die Erde als Leiter gilt; fraglich ist nur, ob dieselbe dabei als Leiter erster oder zweiter Ordnung angesehen werden muss, d. h. als ein Körper, der dem Spannungsgesetze gehorcht oder nicht. Verfolgt man diese Alternative weiter, so gelangt man zu dem Resultate, dass die eine wie die andere Annahme unstatthaft ist. Was versteht man denn eigentlich unter dem Ausdrucke „zur Erde ableiten“? Darunter versteht man in der Regel die Herstellung einer metallischen Verbindung zwischen dem abzuleitenden Körper und der Gas- oder Wasserleitung, die ihrerseits durch mehr oder minder grosse Strecken von Gemäuer zum feuchten Erdreich führt. Dass die Erde kurzweg wie ein der Spannungsreihe angehöriger Körper wirke, wird wohl Niemand ohne weiteres wahrscheinlich finden; vielmehr ist es gewiss, dass wenigstens die Enden der metallischen Ableitungen von Leitern zweiter Ordnung umgeben sind. Man würde also zunächst erwarten, dass die Erde wie ein solcher der Spannungsreihe nicht angehörender Leiter wirke. Dem ist aber nicht so. Ich beschränke mich darauf, folgende zwei Thatsachen anzuführen. Die von mir benutzte Gasleitung bestand aus Eisenröhren, die Wasserleitung aus Bleiröhren. Wurde nun das Elektrometer einmal durch die Gas-, dann durch die Wasserleitung mit der Erde verbunden, so war die Ruhelage in beiden Fällen absolut dieselbe. Bezeichnet man die Erd-

feuchtigkeit durch F, so hat man das Potential der Nadel im ersten Falle gleich F | Fe + Fe | Al, im zweiten gleich F | Pb + Pb | Al; wenn nun F kein der Spannungsreihe angehörender Körper ist, so sind die beiden Werthe nicht gleich, und zwar sollte sich ein beträchtlicher Unterschied ergeben. Das Experiment ergibt aber für diesen den Werth 0. Die zweite hier anzuführende Thatsache ist folgende: Ein Condensator, bestehend aus einer Zink- und einer Kupferplatte, gab nach directer metallischer Schliessung am Elektrometer einen Ausschlag von 35 Scalentheilen, und zwar im Sinne positiver Elektrisirung, wenn das Zink geprüft wurde. Nun wurde bei gleicher Plattendistanz wie zuvor das Zink mit der Wasserleitung, das Kupfer mit der Gasleitung verbunden und die dadurch erzeugte Ladung des Condensators abermals gemessen: das Zink gab wieder 35 Scalentheile, also genau die gleiche Ladung wie bei directer metallischer Schliessung. Aus dem Umstande aber, dass die Verbindung der beiden Condensatorplatten durch ein Stück Erde genau so wirkt wie eine metallische Verbindung, folgt mit Nothwendigkeit, dass, wenn man sich auf den Boden der Contacttheorie stellt, man in allen diesbezüglichen Fragen die Erde als einen der Spannungsreihe angehörenden Körper zu betrachten hat. Dieser Satz hat vielleicht weniger innere Unwahrscheinlichkeit, als es auf den ersten Blick erscheint. Die Enden der metallischen Leitungen tauchen allerdings in Wasser (wenn es erlaubt ist, für die Erdfeuchtigkeit kurzweg Wasser zu setzen), allein sie führen aus demselben nicht isolirt heraus, sondern passiren noch eine je nach Umständen kleinere oder grössere Reihe trockener, mit dem Erdboden verbundener Leiter, wie z. B. das Gemäuer; wenn auch letzteres gewiss noch an vielen Stellen durch Wasser mit dem Metalle verbunden ist, so genügen doch einige wenige trockene Berührungen schon, um die Metallleitung auf das Potential der Erde zu bringen, oder, nach der Contacttheorie, auf ein für jedes Metall um eine constante Grösse davon verschiedenes. Würde die Erdleitung aus Eisen z. B. bis zur Berührungsstelle mit Wasser isolirt geführt werden, dann würde selbstverständlich das Potential ihres äusseren Endes auch von dem der Erde verschieden sein; ist sie aber an irgend einem Punkte ihres Verlaufes mit der Erde in trockener Verbindung, so nimmt sie eben das Potential der Erde an, und ich behaupte, dass eine Zink- und eine Kupferplatte, die durch irgend welche metallische Leitungen (ohne Einschaltung eines Elektrolyten) mit irgend zwei Punkten der

Erde verbunden sind, sich auch auf demselben Potentialniveau befinden (vorausgesetzt natürlich, dass die Erde an allen Punkten dasselbe Potential hat).

Die Contacttheoretiker dagegen sind, wie wir eben gesehen haben, zu der Annahme gezwungen, dass in diesem Falle das Zink und das Kupfer eine Potentialdifferenz gleich Zn | Cu haben, d. h. dass die Erde wie ein Körper der Spannungsreihe wirkt. Ohne diese Annahme wäre die oben angeführte Thatsache vom Standpunkte der Contacttheorie aus ganz unerklärbar: die Thatsache, dass ein Zink-Kupfer-Condensator sich voll ladet, wenn man beide Platten mit verschiedenen Punkten der Erde verbindet.

Nachdem der Begriff des Ableitens zur Erde so weit klar gelegt ist, kann ich an die Mittheilung der weiteren Versuche gehen, die übrigens auch zeigen werden, dass die Contacttheorie auf unlösbare Widersprüche stösst, mag sie die Erde als einen Leiter erster oder zweiter Ordnung ansetzen.

II. Versuch. — Jene Operation, die man kurz das Graduiren eines Elektrometers nennt, hätte längst auf die Unhaltbarkeit der bisherigen Ansicht aufmerksam machen sollen. Es lässt sich in der That schwer einsehen, wieso man, wenn es eine Contactelektricität gibt, das Elektrometer in der üblichen Weise zu Messungen verwenden kann. Es ist bekannt, dass bei diesen Instrumenten die Ausschläge, wenigstens innerhalb gewisser Grenzen, den Potentialen proportional sind, bis zu welchen die Nadel geladen wird. Ich verband den Zn-Pol eines Daniell mit der Erde, den Cu-Pol mit der Elektrometernadel; der Ausschlag betrug in zwei Messungen 24,7 und 24,5 Sc., im Mittel also 24,6 Sc. Ein zweites Daniell'sches Element in gleicher Weise geprüft gab 24,5 und 24,5, im Mittel somit 24,5 Sc. Beide Beobachtungen zusammen ergaben demnach für 1 Daniell 24,55 Sc. Nun wurden beide Elemente hinter einander verbunden und der Ausschlag beobachtet; er war 49,1 und 48,9, im Mittel 49,0 Sc., das ist das Doppelte des Effectes eines einzelnen Elementes. Bezeichnen wir den letzteren mit A, so gibt die Contacttheorie folgende Gleichungen, worin E für die Erde und F für die Flüssigkeiten des Elementes gesetzt sind. Es ist

$$\mathrm{E}\,|\,\mathrm{Zn} + \mathrm{Zn}\,|\,\mathrm{F} + \mathrm{F}\,|\,\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}\,|\,\mathrm{Al} = A$$

und

$$\mathrm{E}\,|\,\mathrm{Zn} + \mathrm{Zn}\,|\,\mathrm{F} + \mathrm{F}\,|\,\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}\,|\,\mathrm{Zn} + \mathrm{Zn}\,|\,\mathrm{F} + \mathrm{F}\,|\,\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}\,|\,\mathrm{Al} = 2A$$

oder $$\mathrm{Cu} \mid \mathrm{Zn} = \mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Cu} \mid \mathrm{Al} \tag{1}$$

oder $$\mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{Cu} + \mathrm{Cu} \mid \mathrm{Al} = 0$$

oder $$\mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{Al} = 0. \tag{2}$$

Diese Gleichung würde offenbar auch noch bestehen, wenn die Nadel des Elektrometers aus irgend einem anderen Metalle gemacht wäre als Aluminium, denn auch ein solches Instrument würde caeteris paribus für das doppelte Potential den doppelten Ausschlag geben. Es würde also neben der Gleichung

$$\mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{Al} = 0$$

auch noch für ein Instrument, dessen Nadel z. B. aus Kupfer bestünde, die Gleichung gelten

$$\mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{Al} = 0,$$

was nur möglich ist, wenn die einzelnen Werthe gleich 0 sind.

Da übrigens die Contacttheorie, wie oben gezeigt wurde, die Erde als einen Körper der Spannungsreihe betrachten muss, so folgt aus 2 auch $\mathrm{E} \mid \mathrm{Al} = 0$, und wenn die Spannung zwischen Erde und Aluminium Null ist, dann ist sie es offenbar auch für jedes andere Metall, z. B. für Zink; dann folgt aus 1 aber, dass $\mathrm{Cu} \mid \mathrm{Zn} = \mathrm{Cu} \mid \mathrm{Al}$ ist, mit anderen Worten, dass es eine Contactelektricität nicht gibt.

Es wird in einer folgenden Publication Gelegenheit sein zu zeigen, dass in einer Reihe von Leitern wie z. B. $\mathrm{E} \mid \mathrm{Zn} \mid \mathrm{F} \mid \mathrm{Cu} \mid \mathrm{Al}$ das Potentialniveau nur an einer Stelle unstetig ist, nämlich an der Berührungsfläche von Zn und Flüssigkeit — eben dort, wo der chemische Process sich abspielt — und dass demnach an Stelle der obigen von der Contacttheorie geforderten Gleichungen die folgenden treten:

$$\mathrm{Zn} \mid \mathrm{F} = A \quad \text{und} \quad \mathrm{Zn} \mid \mathrm{F} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{F} = 2A,$$

was eben mit der Erfahrung im Einklange steht.

Zur weiteren Prüfung der Contacttheorie wurden folgende Versuche ausgeführt.

III. Versuch. — Eine Zink- und eine Kupferplatte bildeten in bestimmter und während des ganzen Versuches constanter Distanz von einander einen Luftcondensator. Es wurde die Elektrometernadel mit dem Kupfer verbunden, dieses zur Erde geleitet und gleichzeitig der Condensator in sich metallisch geschlossen. Dadurch ist derselbe geladen, allein die Ladungen beider Platten sind gebunden, so lange deren Distanz unverändert bleibt. Wird daher die Condensatorsschliessung und die Erdleitung unterbrochen, so dass das Zink

isolirt und das Kupfer mit dem Elektrometer verbunden ist, so erfolgt kein Ausschlag, da das Kupfer das Potential Null hat. Gleicherweise bleibt das Elektrometer in Ruhe, wenn man die Zinkplatte ableitet. Da die Contacttheorie zwischen dem Zn und Cu des Condensators das Bestehen einer Potentialdifferenz annimmt, so sollte man in diesem Falle einen Ausschlag erwarten, entsprechend Zn | Cu, da durch das Ableiten das Potential des Zn von dem Werthe Zn | Cu auf Null gebracht und gleichzeitig das Potentialniveau der Kupferplatte entsprechend geändert wird. Da dies nicht eintritt, so muss man entweder nach der Contacttheorie die Erde als einen Körper der Spannungsreihe ansehen, oder nach der chemischen Theorie annehmen, dass die Metalle des Condensators bei directer Schliessung sich auf demselben Potentiale befinden. So viel ist gewiss: so lange die beiden Platten sich in unveränderter Lage befinden, herrscht zwischen ihnen eine constante Potentialdifferenz (nach der Contacttheorie = Cu | Zn, nach der chemischen Theorie = 0) und jede Aenderung des Potentials der Zinkplatte muss sich durch einen Ausschlag des mit der Kupferplatte verbundenen Elektrometers kund geben.

Es wurde nun der Kupferpol eines Daniell'schen Elementes zur Erde geleitet und dessen Zink mit der, übrigens isolirten, Zinkplatte des Condensators verbunden. Dadurch ändert sich das Potential des letzteren und somit auch das der Kupferplatte; das Elektrometer zeigt in Folge dessen einen Ausschlag von — 20 Sc. Nun wurde das Element entfernt und der Condensator wieder wie anfangs hergerichtet, d. h. ohne an der Plattendistanz etwas zu ändern durch directe Schliessung, unter gleichzeitiger Ableitung, geladen. Es wurde jetzt die Zinkplatte mit dem Elektrometer verbunden; die Ruhelage ist natürlich genau dieselbe wie bei Verbindung mit Cu. Während nun wieder der Cu-Pol des Daniell zur Erde geleitet war, wurde sein Zn-Pol mit dem Cu des Condensators verbunden; das Elektrometer gab — 20 Sc. Da die Ausschläge in beiden Fällen gleich, so waren es auch die Potentialänderungen, und man erhält somit nach der Contacttheorie, wenn wir den Ausschlag mit A bezeichnen:

$$\mathrm{E} \mid \mathrm{C} + \mathrm{C} \mid \mathrm{F} + \mathrm{F} \mid \mathrm{Zn} = A$$

und aus der zweiten Beobachtung

$$\mathrm{E} \mid \mathrm{C} + \mathrm{C} \mid \mathrm{F} + \mathrm{F} \mid \mathrm{Zn} + \mathrm{Zn} \mid \mathrm{Cu} = A$$

oder

$$\mathrm{Zn} \mid \mathrm{Cu} = 0.$$

Dass das Elektrometer einmal mit Zn und einmal mit Cu in Contact ist, ändert an der Sache nichts, da es thatsächlich vollkommen gleichgültig ist, ob man nach der Ladung des Condensators das Zn ableitet und das Cu prüft oder umgekehrt: in beiden Fällen ist der Effect Null.

IV. Versuch. — Mit demselben Condensator wurde in ganz gleicher Weise noch der folgende Versuch gemacht. Leitet man das Cu des Daniell'schen Elementes zur Erde und das Zn zum Zn des Condensators (der wie im vorhergehenden Versuche geladen wurde), so gibt das mit dem Cu desselben verbundene Elektrometer einen Ausschlag von — 20,1 Sc. Wird dagegen der Zn-Pol mit der Erde verbunden und der Cu-Pol mit der Cu-Platte des Condensators, so gibt das jetzt mit der Zn-Platte verbundene Elektrometer den Ausschlag + 20 Sc. Die beiden Ausschläge sind an Grösse merklich gleich. Daraus folgert die Contacttheorie:

$$E \mid Cu + Cu \mid F + F \mid Zn = -A$$

und

$$E \mid Zn + Zn \mid F + F \mid Cu = +A.$$

Aus der Verbindung beider Gleichungen folgt:

$$E \mid Cu + E \mid Zn = 0.$$

Diese Gleichung kann nur bestehen, wenn die Erde in der Spannungsreihe genau in der Mitte zwischen Kupfer und Zink steht, oder wenn die Werthe $E \mid Cu$ und $E \mid Zn$ einzeln gleich Null sind; ich glaube das Letztere.

V. Versuch. — Zu ganz analogen Resultaten gelangt man auch ohne Anwendung des Zink-Kupfer-Condensators, wenn man die Induction untersucht, die zwischen zwei gleichartigen Metallplatten auftritt, sobald die eine mit dem Pole des Daniell'schen Elementes, die andere mit dem Elektrometer in Verbindung gesetzt wird. Zu diesem Zwecke verwendete ich zunächst einen Condensator, bestehend aus zwei gleichen Zinkplatten, von einander durch Luft getrennt. Die eine Platte wurde mit dem Elektrometer verbunden, die andere mit der Erde; das Elektrometer ändert natürlich seinen Stand nicht (vorausgesetzt, dass vorher beide Platten unelektrisch waren). Nun wurde letzteres in seiner Verbindung belassen, die zweite Condensatorplatte aber mit dem Cu-Pole des Daniell verbunden und dessen Zn-Pol zur Erde geleitet. Das Elektrometer zeigte einen Ausschlag von + 18,0 Sc. Wurde aber das Daniell'sche Element umgekehrt,

sein Cu mit der Erde und sein Zn mit der Zinkplatte verbunden, so ergab sich ein Ausschlag gleich — 18,2 Sc., also an Grösse merklich derselbe. Aus beiden Beobachtungen folgt:

$$E \mid Zn + Zn \mid F + F \mid Cu + Cu \mid Zn = + A$$

und
$$E \mid Cu + Cu \mid F + F \mid Zn = - A.$$

Somit
$$F \mid Zn + E \mid Cu + Cu \mid Zn = 0. \qquad (1$$

An Stelle des Condensators aus Zink wurde nun ein solcher aus zwei gleichen Kupferplatten gesetzt und im Uebrigen ganz dieselben Beobachtungen angestellt. Wurde vom Daniell der Cu-Pol zur Erde und der Zn-Pol zum Condensator geleitet, so war der Ausschlag = — 29,0 Sc. und bei umgekehrter Einschaltung des Elementes = + 29,2 Sc., also beide Werthe wieder merklich gleich. Daraus folgert die Contacttheorie:

$$E \mid Cu + Cu \mid F + F \mid Zn + Zn \mid Cu = - A$$

und
$$E \mid Zn + Zn \mid F + F \mid Cu = + A$$

oder
$$E \mid Cu + E \mid Zn + Zn \mid Cu = 0. \qquad (2$$

Aus 1 und 2 folgt aber

$$Cu \mid Zn = Zn \mid Cu \text{ oder } Zn \mid Cu = 0.$$

Es ist natürlich ganz gleichgültig, durch welche Metalle das Cu und das Zn jeweilig zur Erde geleitet werden; und da bei den vorstehenden Versuchen immer dieselbe Erdleitung benutzt wurde, so folgt daraus auch, dass es ganz indifferent ist, ob man die Erde als einen Leiter der Spannungsreihe ansieht oder nicht in Bezug auf das Potential, das ein mit ihr verbundenes Metall annimmt. Mögen die Werthe E | Cu und E | Zn der vorstehenden Gleichungen so beschaffen sein, dass dabei die Erde als ein Körper der Spannungsreihe fungirt oder nicht, das ist vollkommen gleichgültig und alterirt in keiner Weise das Resultat Zn | Cu = 0. In Wahrheit ist eben

$$E \mid Zn = E \mid Cu = Zn \mid Cu = 0.$$

Wenn im Vorstehenden gezeigt wurde, dass an der Trennungsfläche zweier Metalle eine Contactkraft nicht existirt, so bleibt noch zu erörtern, woher es denn komme, dass die Existenz einer solchen sich einer allgemeinen Annahme erfreut. Geht man der Sache auf den Grund, so findet sich, dass die Contacttheorie eine von Volta

ad hoc gemachte Hypothese ist, deren Ziel es war, die beim Volta-schen Fundamentalversuche unzweifelhaft eintretende Elektricitätsentwicklung zu erklären, und seither hat man sich daran gewöhnt, den Fundamentalversuch umgekehrt als einen Beweis für die Existenz der Contactkraft zu betrachten. Da man vor Anwendung der Elektrometer nicht im Stande war, die Existenz kleiner Elektricitätsmengen ohne Zuhilfenahme des Condensators nachzuweisen, so ist es erklärlich, dass im Laufe der Zeit wirklich dieser Fundamentalversuch zum Beweise erhoben wurde. Dass beim Volta'schen Versuche Elektricität erzeugt wird, sowie auch eine bestimmte Potentialdifferenz der beiden Platten, ist gewiss; es fragt sich nun, welcher Ursache diese Erscheinung zuzuschreiben ist, wenn nicht der Contactkraft. Es ist bekannt, dass schon De la Rive versucht hat, dafür auf Grund der den Metallen anhaftenden Feuchtigkeitsschichten eine Erklärung zu geben; allein so verdienstlich es gewiss war, auch für den Fundamentalversuch vom Standpunkte der chemischen Theorie aus eine Erklärung zu versuchen, so kann man diese doch aus mehr als einem Grunde nicht acceptiren. Abgesehen von den ganz berechtigten Einwänden, die von Pfaff u. A. dagegen auf Grund des Umstandes erhoben wurden, dass der Versuch auch in vollkommen getrockneten Räumen gelingt, existirt, wie mir scheint, noch ein viel schwererer Einwand. Es liesse sich nämlich die Erklärung De la Rive's wohl vertheidigen, sobald die beiden Platten des Condensators, z. B. Zn und Cu, in dieselbe Feuchtigkeitsschichte tauchen, wie dies allerdings der Fall ist, sobald sie einfach auf einander gelegt werden. Der Condensator ladet sich aber auch, wenn beide Platten durch eine jedenfalls nicht leitende Luftschichte getrennt und ausserhalb metallisch verbunden sind, und zwar kann man auf diese Weise denselben beliebig oft laden, also beliebige Quantitäten von Elektricität erzeugen, obwohl während des ganzen Processes die Feuchtigkeitsschichte nur mit dem Zink in Berührung war. Das wäre aber nicht möglich, denn ein Zink, das in eine übrigens isolirte Flüssigkeit taucht, ladet sich nur einmal mit Elektricität; ist diese abgeleitet, so bleibt es unelektrisch, und ladet sich erst wieder, nachdem auch die Flüssigkeit abgeleitet wurde. Die Erklärung De la Rive's muss demnach schon aus diesem Grunde als unhaltbar erklärt werden.

Ich will versuchen, im Folgenden eine Theorie des Volta'schen Fundamentalversuches zu geben, die die Existenz einer Contactkraft

nicht voraussetzt und sich weder auf eine neue noch auf eine unbegründete Hypothese stützt. Es ist eine bekannte Thatsache, dass alle oxydirbaren Metalle sich in Luft mit einer Oxydschichte bedecken, und zwar erfolgt die Bildung dieser Ueberzüge mit einer ganz unglaublichen Geschwindigkeit, wovon man sich erst überzeugt, wenn man eine vollkommen blanke Metallfläche herzustellen versucht. Diese Oxyde sind, wie bekannt, Isolatoren und zwar ausgezeichnete Isolatoren, so dass es oft nicht gelingt, eine Metallplatte mittels eines Drahtes abzuleiten, wenn nämlich der Ableitungsdraht die Oxydschichte nicht wirklich durchbricht. Die Annahme, die nun gemacht werden soll, ist die, dass bei Bildung dieser Oxyde Elektricität entwickelt wird: eine Annahme, die wohl nicht zu gewagt erscheinen dürfte, wenn man bedenkt, dass jeder galvanische Strom seine Existenz einer derartigen Oxydation verdankt; wenn man ferner bedenkt, dass sich die Elektricitätsentwicklung bei Verbrennung eines Metalles ganz direct am Elektrometer verfolgen lässt, und dass schliesslich jeder Thermostrom auf Kosten einer gewissen Wärmemenge entsteht. Es wird also wohl die Annahme gestattet sein, dass bei der Oxydation eines Metalles die verschwundene potentielle (chemische) Energie sich in zweifacher Weise äussert: erstens in der Erzeugung einer gewissen Wärmemenge und zweitens in der Erzeugung gleicher Mengen positiver und negativer Elektricität, welch' letztere bei ihrer Wiedervereinigung genau so viel Wärme entwickeln würden, dass sich zusammen mit der primär entwickelten das Aequivalent für die verlorene chemische Energie ergibt. In welcher Weise sich die Theilung der chemischen Energie in Wärme und Elektricität vollzieht, hängt natürlich ganz von den Versuchsbedingungen ab; es wird in einer anderen Publication Gelegenheit sein, auf diesen gewiss interessanten Punkt zurückzukommen.

Wir sehen, dass im galvanischen Elemente die bei der Oxydation des Zinkes erzeugte negative Elektricität ins Zink, die positive ins Oxyd und mit diesem in die Lösung übergeht. Analog werden wir auch bei trockener Oxydation annehmen müssen, dass das Metall negativ, das Oxyd positiv elektrisch wird. In einer Beziehung besteht aber ein Unterschied: im Elemente hat man es beiderseits mit Leitern der Elektricität zu thun, hier aber mit einer Combination aus einem Leiter und einem Isolator, ein Unterschied, der von Wichtigkeit ist.

Es ist bekannt, dass die elektromotorischen Kräfte zweier Elemente sich verhalten wie die Wärmewerthe der respectiven chemischen Processe, wenn man dieselben auf gleiche Aequivalente bezieht. Dieser Satz, der offenbar auch auf unseren Fall Anwendung hat, wurde bisher in allen Fällen experimentell bestätigt gefunden, aber bewiesen (von W. Thomson) nur insofern, als gezeigt wurde, dass er mit dem Principe von der Erhaltung der Kraft in Einklang steht. Es lässt sich aber leicht zeigen, dass man, die Contacttheorie ganz beiseite lassend, ohne weiteres zu diesem Satze gelangt. Denken wir uns von zwei verschiedenen Metallen die chemisch äquivalenten Mengen m und M der Oxydation unterworfen; dem ersten Metalle entspreche die Verbrennungswärme q, dem zweiten Q. Die von den beiden Massen m und M bei ihrer Verbrennung gelieferten Wärmemengen stünden demnach im Verhältnisse von $q : Q$, wenn alle chemische Energie sich in Wärme verwandelt. Wird dagegen die ganze chemische Energie in Elektricität verwandelt, so resultiren daraus zwei gleiche Mengen; denn zwei beliebig construirte galvanische Elemente liefern gleiche Elektricitätsmengen in jenen Zeiten, in welchen chemisch äquivalente Mengen des angegriffenen Metalles verbraucht werden. Es folgt dies auch aus dem elektrolytischen Gesetze Faraday's, welches beweist, dass eben jene Mengen chemisch äquivalent sind, die gleiche Quantitäten von Elektricität mit sich führen. Wenn demnach aus der Verbrennung der beiden Metallmassen m und M gleiche Elektricitätsmengen resultiren, so kann denselben unmöglich ein gleiches Potentialniveau entsprechen. (Wir denken uns der Einfachheit wegen den negativen Pol zur Erde geleitet, so dass alle Potentialwerthe positiv sind.) Denn es ist klar, dass durch das Abfliessen dieser Elektricitätsmengen zur Erde genau dieselben Arbeiten gewonnen werden müssen wie bei directer Verbrennung von m und M. Fliesst aber die Elektricität (z. B. durch einen Draht) zur Erde, so wird bekanntlich eine Wärmemenge erzeugt, die proportional dem Producte $J \cdot E$ ist, worin J eine der Elektricitätsmenge proportionale Grösse und E das Potential der abfliessenden Elektricität bedeutet. Den beiden erzeugten Elektricitätsmengen werden somit die Producte $J \cdot e$ und $J \cdot E$ entsprechen, da ihre Quantitäten zwar gleich sind, nicht aber ihre Potentiale. Bei ihrem Abfliessen zur Erde leisten sie zwei Arbeiten a und A, für welche somit die Beziehung gilt: $\frac{a}{A} = \frac{J \cdot e}{J \cdot E}$. Und da nach dem

Obigen diese Arbeiten a und A in demselben Verhältnisse zu einander stehen müssen wie die bei directer Verbrennung von m und M erhaltenen Wärmemengen, letztere aber sich verhalten wie q und Q (die Verbrennungswärmen), so folgt daraus:

$$\frac{a}{A} = \frac{q}{Q} \text{ oder } \frac{J \cdot e}{J \cdot E} = \frac{q}{Q} \text{ oder weiter } \frac{e}{E} = \frac{q}{Q},$$

d. h. es verhalten sich die erzeugten Potentiale wie die Verbrennungswärmen. —

Wir kehren nun zur Betrachtung des elektrischen Zustandes eines oxydirten Metalles zurück. Denken wir uns das Metall etwa von der Form einer Condensatorplatte, und ziehen wir nur die Wirkung jener Oxydation in Betracht, die an der Condensatorfläche auftritt. Dem Metalle entspricht eine bestimmte Verbrennungswärme; oxydirt es sich in isolirtem Zustande, so erhält dadurch die Oxydschichte eine Elektricitätsladung von der Spannung $+E$, das Metall eine solche vom Potentiale $-E$, vorausgesetzt, dass die Potentialdifferenz $2E$ der Verbrennungswärme entspricht. Ist das Oxyd ein vollkommener Isolator, so haftet die Elektricität fest an demselben und es ist weder eine Neuvertheilung noch eine Ableitung derselben möglich. Die negative Elektricität des Metalles wird, wenigstens zum grossen Theil an der Trennungsfläche gebunden, zum Theil über das ganze Matall verbreitet sein. Da solcherweise eine elektrische Doppelschichte von gleichem und entgegengesetztem Potentiale entsteht, so würde die Wirkung nach aussen verschwinden, wenigstens auf Leiter, die sich in so grosser Entfernung befinden, dass dagegen die Distanz der beiden Schichten verschwindet. Wird aber das Metall leitend mit der Erde verbunden, so nimmt es das Potential Null an, wenngleich seine negative Ladung nach wie vor zum grössten Theil gebunden bleibt. Auf einen in der Nähe befindlichen Leiter wird das System aber jetzt wirken wie eine Metallplatte vom Potentiale $+E$. Ist der Oxydationsprocess einmal vollendet — und das ist bei allen Versuchen, die man nicht mit specieller Hinsicht auf diesen Punkt anstellt, der Fall — und war die Platte schon einmal zur Erde geleitet, so bleibt der eben beschriebene elektrische Zustand stationär, so lange man nicht das Metall auf ein anderes Potentialniveau bringt. Die Dichte der Elektricität auf und in der Oxydschichte ändert sich aber in keinem Fall, da diese als vollkommener Isolator gilt.

Betrachten wir nun den Fall, dass man einer oxydirten und isolirten Zinkscheibe eine isolirte Platinscheibe nähert. Beide Platten sollen vorher zur Erde abgeleitet gewesen sein. Das Platin (das hier als vollkommen reines Metall, ohne Oxydschichte, angesehen wird) erhält durch diese Annäherung und die dabei eintretende Induction ein positives Potential, das Zink ein negatives, denn es wird im Platin — El. gebunden und + El. frei; im Zink dagegen wird ein gleicher Betrag der vorher von der positiven Oxydschichte gebundenen — El. frei. Verbindet man beide Metalle durch einen Draht, so gleichen sich diese freien Elektricitäten aus und beide Platten sind wieder auf dem Potentiale Null. Während der Condensator geschlossen ist, erleidet das Potential somit nur an der Grenze von Zn und ZnO eine Aenderung, die beiden Metalle aber befinden sich auf dem Potential der Erde, und eben deshalb ist es gleichgültig, ob der Schliessungsdraht isolirt oder abgeleitet ist. Unterbricht man nun die Schliessung und entfernt beide Platten von einander, so enthält das Platin eine Ladung freier — El. Das Zink dagegen enthält weniger — El. als im neutralen Zustande von der Oxydschichte gebunden wird und erscheint daher in gleichem Grade positiv wie das Platin negativ. Dieses Phänomen rein statischer Induction ist es, mit dem man es im Volta'schen Fundamentalversuche zu thun hat.

Es ist selbstverständlich, dass die Arbeitsmenge, welche durch die eventuelle Ausgleichung der so gewonnenen + und — El. repräsentirt wird, genau gleich und entgegengesetzt ist der bei der Trennung der Condensatorplatten entgegen der elektrischen Anziehung geleisteten Arbeit. Dass ferner, dem vorstehenden Beispiele gemäss, bei Anwendung von Zink oder irgend einem oxydirbaren Metall und Platin ersteres positiv und letzteres negativ wird, ist bekannt. Man ersieht weiter aus obiger Deduction, dass, wenn die Verbrennungswärme des betreffenden Metalles einer Potentialdifferenz von $2E$ äquivalent ist, die Ladung des Condensators einer Potentialdifferenz der beiden Platten $= E$ entspricht. Dass letzteres in Wirklichkeit zutrifft, habe ich für eine Reihe von Metallen in der eingangs erwähnten Untersuchung gezeigt.

Bestehen beide Platten aus oxydirbaren Metallen, so dass dem einen Oxyde das Potential E, dem anderen e zukommt, so entspricht die Ladung des Condensators der Differenz $E - e$. Haben die Oxyde der Metalle M_1, M_2, M_3 die Potentiale E_1, E_2, E_3, so ist die Ladung

des Condensators $M_1 | M_2$ gemessen durch $E_1 - E_2$, die von $M_2 | M_3$ unter übrigens gleichen Umständen durch $E_2 - E_3$ und die von $M_1 | M_3$ durch $E_1 - E_3$. In diesem Sinne gilt also wohl das Volta'sche Spannungsgesetz; aber man sieht leicht, dass das nur eine äusserliche Uebereinstimmung ist, die das Wesen der Sache nicht berührt.

Es wäre nun Sache des Experimentes, zu zeigen, dass der Fundamentalversuch ein reines Inductionsphänomen ist. Zunächst wäre der Beweis zu liefern, dass, um beim früheren Beispiele zu bleiben, schon bei der Annäherung des Platins an das Zink eine Neuvertheilung der Elektricität in ersterem auftritt, also noch bevor der Contact geschlossen wird. Zu dem Zwecke wurde folgender Versuch gemacht.

VI. Versuch. — Eine isolirte Zinkplatte war in horizontaler Lage fix aufgestellt; ihr konnte von oben eine gleiche Kupferplatte beliebig genähert werden (das Cu vertritt also hier die Stelle des Pt in obigem Beispiele, da es weniger oxydirbar ist als Zn.) Beide Platten wurden vor dem Versuch abgeleitet. Nun wurde die Cu-Platte der Zn-Platte genähert und mit dem Elektrometer verbunden; dieses gab + 9 Sc. Ausschlag, entsprechend der im Cu frei gewordenen positiven Elektricität. Darauf wurde das Elektrometer sowie die Cu-Platte abgeleitet und letztere wieder vom Zn entfernt. Jetzt gab das Cu am Elektrometer — 9 Sc. Ausschlag, entsprechend der nun frei gewordenen, früher gebundenen Elektricität. Es ist somit die Elektricitätserregung durch Induction zwischen Zn und Cu zweifellos. Das Zn gab nach dem Versuche natürlich die Ladung Null, da es während der ganzen Zeit isolirt war. Da diese Versuche sehr leicht und ohne besondere Hilfsmittel auszuführen sind, so kann ich weitere Zahlenangaben wohl unterlassen.

Es ist interessant zu sehen, wie man einen solchen Condensator lediglich durch Induction bis zu seinem vollen Werthe laden kann, wobei ich unter letzterem jene Ladung verstehe, die derselbe bei directer metallischer Schliessung annimmt.

Wir haben gesehen, wie bei der Annäherung von Platin an Zink — um wieder zu dem einfacheren Beispiele zurückzukehren — in ersterem — El. gebunden, + El. frei wird. Es ist klar, dass die Menge der gebundenen — El. (die ja als schliesslicher Effect beobachtet wird) sehr wesentlich davon bedingt ist, ob der freien + El. des Platins und der freien — El. des Zinkes Abfluss gewährt wird oder nicht. Wären die beiden Platten ausserordentlich dick, so dass diese freien

Elektricitäten sich sehr weit vom Orte der Induction entfernen könnten, so würde die Oxydschichte im Platin so viel negative Elektricität binden, als sie bei der gegebenen Entfernung der Platten überhaupt zu binden vermag. Sind aber die Platten verhältnismässig dünn, so werden die schon vorhandenen freien Elektricitäten auf ihnen das Induciren noch weiterer Mengen verhindern. Dem kann man auf zweierlei Weise abhelfen. Entweder man verbindet die Platten metallisch, so dass die freien Elektricitäten sich annuliren, oder man leitet beide Platten zur Erde; in jedem Falle ist der Condensator voll geladen. Wählt man den zweiten Weg, so ist es ganz gleichgültig, welcher Art die Erdleitungen sind, die benutzt werden; die Erde wirkt einfach als unendlich grosses Reservoir.

Dass hierbei der Contact keine irgend wesentliche Rolle spielt, davon überzeugt man sich folgendermassen. Gesetzt, die beiden Platten seien einander bis auf eine bestimmte Distanz isolirt genähert; dann hat das Zn freie — El., das Pt freie + El. Leitet man nun das Zn zur Erde, so dass dessen freie — El. verschwindet, so kann dafür im Pt offenbar eine kleine Menge — El. neu gebunden und ebenso viel + El. neu frei werden. Isolirt man nun das Zn wieder und leitet dafür das Pt ab, so verschwindet dessen freie + El., und es ist klar, dass in Folge dessen im Zn abermals eine kleine Partie — El. frei wird. Nun kann man wieder das Zn ableiten u. s. f. Durch diese successiven Inductionen nähert sich die Ladung asymptotisch dem vollen Werthe, ohne dass je beide Metalle gleichzeitig abgeleitet wären. In dieser Form wirkt der Volta'sche Condensator einfach als Influenzmaschine. Der folgende Versuch mag als Illustration des eben Gesagten dienen.

VII. Versuch. — Die Kupferplatte eines Zn-Cu-Condensators konnte jedesmal der Zinkplatte bis auf dieselbe Distanz genähert werden; die isolirende Substanz des Condensators war ausschliesslich Luft. Es wurde am Elektrometer die im Cu gebundene — El. beobachtet, nachdem das Cu dem Zn genähert, abgeleitet und wieder gehoben war, oder nachdem alternirend das Cu, Zn und wieder das Cu abgeleitet wurde. Ersterer Process ist im Nachfolgenden mit einmaligem, letzterer mit zweimaligem Ableiten bezeichnet; bei dreimaliger Ableitung wurde alternirend das Cu, Zn, Cu, Zn, Cu mit der Erde verbunden u. s. f. Da es hier nicht auf eine genaue Messung ankommt, sondern es sich bloss um das allmähliche Anwachsen der

Ladung handelt, so sind für das Elektrometer einfach die halben ersten Ausschläge angegeben.

Ableitungen		Ausschlag	Ableitungen		Ausschlag
1	=	— 6,0	9	=	— 32,5
2	=	— 11,0	10	=	— 33,5
3	=	— 15,5	12	=	— 35,0
4	=	— 18,5	15	=	— 40,0
5	=	— 24,5	20	=	— 42,0
6	=	— 27,5	25	=	— 42,0
7	=	— 29,5	30	=	— 42,0
8	=	— 31,0			

Bei directer metallischer Schliessung ergab der Condensator den Ausschlag = — 42,0. Es hatte sich derselbe somit durch zwanzigmaliges alternirendes Ableiten bis zum vollen Werthe geladen, ohne dass ein Contact beider Platten stattgefunden hätte.

Es wird, wie oben schon bemerkt wurde, die Ladung des Condensators in dem Maasse beschleunigt, als den freien Elektricitäten des Zn und Cu Abfluss gewährt wird. Wäre jede dieser Platten mit einem unendlich grossen isolirten Leiter in Verbindung, so müsste schon durch einmalige Annäherung der Platten an einander und darauf folgende Lostrennung von den grossen Leitern der Condensator voll geladen sein. Man kann diesem Zustande sich nähern, wenn man eine derartige Verbindung der Platten mit grösseren Leitern herstellt. Aus der folgenden Versuchsreihe wird schon die Wirkung ersichtlich, welche eine mit dem Zn verbundene Zn-Platte von 4600 ^{qcm} Oberfläche hat, die übrigens natürlich isolirt aufgestellt war und während des ganzen Versuches mit dem Zn in Verbindung blieb.

Die Cu-Platte war wie im früheren Versuche ohne Hilfsplatte. Die Oeffnung des Condensators war genau so gross wie vorher. Es ergab sich das folgende Resultat.

VIII. Versuch.

Ableitungen		Ausschlag	Ableitungen		Ausschlag
1	=	— 14,5	6	=	— 36,0
2	=	— 18,0	7	=	— 37,5
3	=	— 22,0	8	=	— 40,5
4	=	— 27 5	9	=	— 42,0
5	=	— 34,0	10	=	— 42,0

Die directe Schliessung des Condensators ergab gleichfalls den Werth — 42,0. Unter Anwendung der Hilfsplatte tritt somit die volle Ladung schon bei 9maligem Ableiten ein, ohne Hilfsplatte erst

bei 20 Ableitungen. Verbindet man auch das Cu mit einer gleichen Hilfsplatte (aus Cu), so tritt die volle Ladung schon bei 6 Ableitungen auf. (Es ist natürlich vollkommen gleichgültig, aus welchen Metallen diese Hilfsplatten bestehen; ich habe diese genommen, weil ich sie gerade von früheren Versuchen her zur Hand hatte.) Statt der Hilfsplatten kann man natürlich auch mit gutem Erfolge Condensatoren verwenden, und als solcher fungirt am bequemsten das Elektrometer selbst. Lässt man während der Ableitungen das Elektrometer mit dem Cu in Contact und ist das Zn ganz ohne Hilfsplatte, so genügen 2—3 Ableitungen, um die volle Ladung des Condensators zu erzielen. Während der Ableitungen selbst wird das Elektrometer nicht wesentlich in Bewegung gesetzt, da man dieselben beliebig schnell hinter einander machen kann; erst beim Oeffnen des Condensators zeigt sich der ganze Ausschlag. In dieser Form hat der Versuch viel Ueberraschendes.

Es folgen nun noch einige Versuche, die deutlich zeigen, dass die Ladung eines Condensators nicht in Folge des Contactes heterogener Metalle eintritt, sondern in Folge der Induction, die zwischen solchen Metallen Platz greift.

IX. Versuch. — Die beiden Condensatoren *A* und *B* bestanden aus den Platten 1, 2 und 3, 4, wovon 1, 3 und 4 Kupfer-, 2 eine Zinkplatte war. *A* war somit ein Zn-Cu-Condensator, *B* ein Cu-Cu-Condensator. Die Platte 2 ist dauernd abgeleitet; die abhebbaren Platten 1 und 3 sind durch je 3 Paraffinpunkte von den unteren Platten isolirt. Hat man zuvor alles abgeleitet, setzt dann 1 auf 2 und 3 auf 4, verbindet ferner momentan die beiden Cu-Platten 1 und 3, so ist dadurch jeder der beiden Condensatoren geladen. Die Prüfung von 1 am Elektrometer ergab — 15 Sc.; die Platte 3 zeigte dafür die entsprechende positive Ladung. In diesem Falle tritt demnach wieder eine Ladung ohne Contact heterogener Metalle auf. Die Erklärung ist nach der Inductionstheorie sehr einfach. Die durch die Induction zwischen 1 und 2 in 2 erzeugte freie — El. hat Abfluss zur Erde, die in 1 erzeugte freie + El. aber in den Condensator II. Je nach der Capacität des letzteren wird daher die Ladung von I eine mehr oder weniger vollständige sein. Da im vorliegenden Falle, um unfreiwillige Metallberührungen zu verhindern, die Plattendistanzen ziemlich bedeutend waren, so war auch der Condensator I noch ziemlich weit von seiner Sättigung. Bei directer Schliessung von 1 und 2 gab das Elektrometer den Ausschlag — 28 Sc.

X. Versuch. — Es wurde die Platte 1 des vorhergehenden Versuches durch eine Zinkplatte ersetzt, so dass also I ein Zn-Zn-Condensator, II ein Cu-Cu-Condensator ist. 2 war wieder abgeleitet, 1, 3 und 4 isolirt. Verbindet man nun 1 mit 3 und prüft dann beide Platten am Elektrometer, so ist das Resultat Null. Es tritt also in diesem Falle trotz des Contactes von Zink und Kupfer keine Ladung der Condensatoren ein, da eben zwischen Zn und Zn einerseits und zwischen Cu und Cu andererseits keine Induction auftritt.

Die Versuche geben auch die Erklärung eines bekannten Experimentes. Wenn man bei der Anordnung von Versuch IX 1 mit 3 und 2 mit 4 verbindet, so sind I und II geladen. Man hat diese Ladung bisher dem Contacte von 2 und 4 zugeschrieben; dieser Contact hat aber in Wahrheit keinen anderen Einfluss, als es den in 1 und 2 frei gewordenen Elektricitäten zu ermöglichen, sich an den Platten 3 und 4 vollständig zu binden.

XI. Versuch. — Es ist naheliegend, einen Zn-Cu-Condensator in der Weise zu laden, dass man das Zn mit einer Platte eines Zn-Zn-Condensators, das Cu ebenso mit einem Cu-Cu-Condensator verbindet. In diesem Falle hat man wieder keinen Contact verschiedener Metalle, und es ist den freien Inductionselektricitäten Abfluss in die beiden Condensatoren gestattet. Bei meiner Anordnung erhielt ich bei Prüfung des Cu den Ausschlag — 19,5 Sc. Verbindet man dagegen die 3 Condensatoren, so dass man das Cu des mittleren zum Zn-Condensator, das Zn aber zum Cu-Condensator leitet, so bleibt der Effect — trotz des jetzt vorhandenen Contactes heterogener Metalle — vollständig derselbe. Das Cu gab am Elektrometer geprüft — 20,0 Sc. Ausschlag.

XII. Versuch. — Wenn die Inductionstheorie richtig ist, so muss sich die Wirkung einer Zinkplatte dadurch imitiren lassen, dass man eine unoxydirte Metallplatte mit einer dünnen Schichte eines Isolators überzieht und diesen, etwa durch Reibung, elektrisch macht. Das gelingt auch vollständig. Wenn man z. B. von zwei gleichen Kupferplatten die eine mit einem äusserst feinen Schellacküberzuge versieht und diesen reibt, so zeigen beide Platten qualitativ alle Phänomene eines Zn-Cu-Condensators. So z. B. das Laden durch alternirendes Ableiten etc. Da jedoch Schellack durchs Reiben negativ wird, während die Metalloxyde positiv sind, so erhält man natürlich dem Vorzeichen nach die entgegengesetzten Ladungen. —

Wenn man nach allen vorstehenden Versuchen den Oxydschichten der Metalle beim Volta'schen Experimente die einzige meritorische Wirkung zuschreiben muss, so liegt der Gedanke nahe, durch Beseitigung derselben zwei Metalle, z. B. Zink und Kupfer, indifferent gegen einander zu machen. Es ist klar, dass alle Versuche, die dahin gehen, die Metalle in solchen Gasen zu untersuchen, durch welche sie nicht angegriffen werden, etwa in Wasserstoff, ohne Resultat bleiben müssen, da trotz aller vorangegangener Reinigung die Oxydschichten längst wieder gebildet sind, bevor die Metalle in die indifferente Atmosphäre gebracht werden. Und da es sich hier eben um ein Phänomen statischer Induction handelt, so ist es gleichgültig, ob sie dann weiter in Sauerstoff oder Wasserstoff sich befinden.

Es würden aber zwei Wege zur Erreichung des Zieles sich bieten. Entweder man entfernt die Oxyde gänzlich, oder beseitigt doch ihre elektrische Ladung. Was den ersteren Fall anlangt, so kommt man nicht sehr weit. Eine Reinigung mit Schmirgelpapier und dergleichen ist nur statthaft, wenn das Metall nachher noch irgend einer Procedur der Ableitung, etwa durch Bestreichen mit einer Flamme, unterzogen wird; denn durch das Reiben werden am Metall solche Quantitäten von Elektricität erzeugt, dass ihr Ursprung nicht zu verkennen ist. Das Ableiten aber erfordert mehr Zeit als zur Neubildung einer wenn auch sehr feinen Oxydschichte erforderlich ist. Am besten gelingt die Beseitigung der Oxyde durch Abdrehen der Platten auf der Drehbank. Wenn man diesen Process mit Vorsicht durchführt, namentlich unter Vermeidung des Contactes zwischen Metall und irgend einem feuchten Leiter, sowie unter Vermeidung von Reibung der Drehspäne am Metall, so nimmt das so gereinigte Metall in der Spannungsreihe eine Stellung beträchtlich näher dem negativen Ende derselben ein. Im Folgenden ist ein Beispiel dafür gegeben. Es wurde die Zinkplatte eines Zn-Cu-Condensators abgedreht und die Ladung der Kupferplatte mit ihr in unmittelbarer Aufeinanderfolge bestimmt. Es war beim ersten Versuch der Ausschlag des Kupfers = — 60 Sc., dann successive — 85, — 100, — 125. Es war also unmittelbar nach der Reinigung das Zink viel weniger positiv als wenige Minuten später.

Besser als die Beseitigung der Oxydschichten selbst gelingt die Beseitigung ihrer elektrischen Ladungen. Das beste Mittel, einen Isolator unelektrisch zu machen, ist wohl das Bestreichen desselben

mit einer Flamme. Wenn man versucht, z. B. eine elektrische Paraffinschichte zu entladen, so findet man, dass es nicht genügt nur die Oberfläche derselben mit der Flamme zu überfahren, sondern man muss die ganze Schichte umschmelzen. Gleicherweise werden wir erwarten müssen, dass zum Entladen der Oxydschichten ziemlich bedeutende Erwärmungen erforderlich sind. Eine jede solche Erwärmung nähert aber auch das Metall sehr beträchtlich dem negativen Ende der Spannungsreihe. Das bestätigen die folgenden Versuche. Die Zn-Platte eines Zn-Cu-Condensators wurde frisch abgedreht und auf ca. 200° C. erwärmt; das Kupfer gab damit — 50 Sc. Ausschlag, d. h. das Zn war noch immer positiver als Kupfer, es war somit seinem Oxyde noch keineswegs alle Elektricität entzogen. Nach der Abkühlung auf Zimmertemperatur gab das Cu den Ausschlag — 150 Sc. und nach 24 Stunden — 250 Sc. Man sieht, wie durch die theilweise entladene Oxydschichte hindurch die Oxydation des Zinkes sich fortsetzt und dasselbe dabei immer mehr und mehr gegen das positive Ende der Spannungsreihe rückt.

Eine Temperaturerhöhung auf ca. 300° C. genügt aber schon um das Zn beträchtlich negativer als Kupfer zu machen. Mit einer solchen Zn-Platte gab das Cu den Ausschlag + 50 Sc. und nach Abkühlung + 10 Sc. Nach einer weiteren halben Stunde ± 0, nach 2 Stunden — 25 Sc. und nach 24 Stunden — 63 Sc., welcher Werth constant blieb. Man sieht hier deutlich den, durch die schon vorhandene Oxydschichte allerdings gehinderten, Fortschritt der Oxydation.

Man wäre vielleicht versucht zu glauben, dass dem reinen Metall bei verschiedenen Temperaturen eine verschiedene Stellung in der Spannungsreihe zukomme: eine Annahme, die mit Rücksicht auf die Thermoströme jetzt vielfach gemacht wird. Dem ist aber keineswegs so. Erstlich zeigt der vorstehende Versuch schon, dass bei derselben Temperatur das Cu gegen das Zn einmal positiv und einmal negativ ist; ferner kann man sich leicht davon überzeugen, dass die Ladung eines Condensators nicht alterirt wird, wenn man eine der Schliessungsstellen auf höhere Temperatur bringt. Ich habe die Verbindung der Zn- und Cu-Platte meines Condensators durch einen Platindraht hergestellt und die Contactstelle Cu | Pt auf ca. 150° C. erwärmt, ohne dass die Ladung desselben irgend anders ausgefallen wäre als in gewöhnlichem Zustande. Die Wirkung der Erwärmung manifestirt sich also nicht an den Contactstellen der

ungleichen Metalle, sondern an den sich gegenüber stehenden inducirenden Flächen.

Ich habe schliesslich versucht, die Oberfläche einer Zinkplatte durch Amalgamirung wenigstens für kurze Zeit und theilweise zu reinigen. Mit einer solchen frisch abgedrehten und frisch amalgamirten Zinkplatte gab eine Kupferplatte, die durch 3 Paraffinpunkte von ihr getrennt war, die folgenden Werthe:

Zeit in Minuten	Ausschläge
1/2	— 10 Sc.
2	— 21 „
6	— 30 „
10	— 32 „
15	— 33 „
20	— 33 „

Letzterer Werth blieb constant. Man sieht, dass schon eine halbe Minute nach Herstellung der frischen Zinkfläche die Oxydation so bedeutend war, dass das Zn gegen Cu positiv erscheint. Doch ist das Fortrücken des Zinkes mit der Oxydation gegen das positive Ende der Spannungsreihe auch hier — ohne Anwendung von Temperaturerhöhung — sehr deutlich. Nach der Contacttheorie müsste dagegen die Oxydation ein Metall gegen das negative Ende der Spannungsreihe zu verschieben.

Es erübrigt noch auf die Besprechung einiger Phänomene einzugehen, die vom Standpunkte der hier gegebenen Theorie eine wesentlich andere Deutung erfahren müssen, als ihnen bisher gegeben wurde. Hierher gehört zunächst die von R. Kohlrausch angegebene Methode zur Bestimmung der Spannungsdifferenz zweier Metalle. Diese Methode ist vollkommen correct, allein die Erklärung, die bisher dafür gegeben wurde, bedarf einer wesentlichen Aenderung, und da ich mich in meiner eingangs erwähnten Arbeit gleichfalls dieser Methode bediente, so ist es nothwendig, die Richtigkeit derselben auch ohne Contacttheorie zu erweisen. Diese Methode besteht bekanntlich darin, dass man aus den zu untersuchenden Metallen, z. B. Zn und Cu, einen Condensator bildet und diesen durch ein Daniell'sches Element einmal in diesem und ein zweites Mal in entgegengesetztem Sinne schliesst. Man erhält auf diese Weise Ladungen, entsprechend den Potentialdifferenzen $Zn \mid Cu + D$ und $Zn \mid Cu - D$ (unter D den Werth des Daniell verstanden), woraus der gesuchte Werth $\frac{Zn \mid Cu}{D}$ bestimmt werden kann.

Kohlrausch gibt vom Standpunkte der Contacttheorie dafür folgende Erklärung. Der Werth D entspricht der Spannungsdifferenz an den Enden des Systemes Cu | F | Zn | Cu, und dieser Werth unterscheidet sich von dem eines unvollständigen oder offenen Elementes Cu | F | Zn um den Betrag Zn | Cu. Ist also das Zn des Daniell mit dem Zn des Condensators verbunden, so ist die Spannungsdifferenz gleich — D — Cu | Zn = Zn | Cu — D. Wird aber das Cu des Daniell mit dem Zink des Condensators verbunden, so hat man die Spannungsdifferenz Zn | Cu + D. Man kommt also in der That zu obigem Resultate. Man kommt aber auch vom Standpunkte der Inductionstheorie ohne weiteres dahin und zwar ohne falsche Annahme. Denn es ist nicht wahr, dass die Spannung des Systems Cu | F | Zn | Cu eine andere ist als die des Systems Cu | F | Zn: beide Spannungen sind das, was man 1 Daniell nennt. Man hat es im vorliegenden Falle einfach mit der Summirung zweier Wirkungen zu thun: mit der Ladung beider durch das Element verbundener Platten, entsprechend der Induction zwischen Zn und Cu im Betrage von Zn | Cu, und zweitens mit der Ladung beider Platten durch die Pole des Daniell, entsprechend dem Werthe D. Da nun beim Volta'schen Versuch das Zn positiv wird, im Daniell'schen Element aber negativ, so hat man bei Verbindung von Zink und Kupfer Zn | Cu — D, im anderen Falle Zn | Cu + D. Es ist also diese Methode, wenn auch falsch interpretirt, vollkommen richtig.

Ich will hier noch auf einen älteren und sehr bekannten Versuch W. Thomson's eingehen, der die Contactkraft zwischen Zink und Kupfer zeigen soll. Ueber zwei horizontal gestellten Halbscheiben aus Zn und Cu schwebt horizontal eine Aluminiumnadel, die sich vom Centrum der Scheiben bis zu deren Peripherie erstreckt. Ihre Ruhelage ist über der Verbindungslinie von Zn und Cu. Da diese metallisch mit einander verbunden sind, so gibt die Nadel einen Ausschlag an, sobald sie stark elektrisirt wird, und zwar weicht sie bei + Ladung gegen das Cu zu ab. Die Erklärung dieser Erscheinung ohne Zuhilfenahme der Contacttheorie liegt auf der Hand. Es findet eben eine Induction zwischen der Nadel und den durch die Oxydation ungleich stark elektrischen Scheiben statt, und zwar wird die + Ladung der Nadel mehr — Elektricität in dem schwächer positiven Cu induciren als im stärker positiven Zn. Es wird sich somit die Nadel gegen das Cu zu bewegen müssen, wie es auch der Fall ist. Dass

man es hier mit ganz demselben Inductionsphänomen zu thun hat wie beim Volta'schen Versuch, davon überzeugt man sich auch, wenn man die beiden Metallscheiben von der Erde und von einander isolirt. Auch dann kann keine Stellung der Nadel gefunden werden, wo die Umkehrung ihrer Ladung nicht eine Aenderung ihrer Stellung zur Folge hätte, und zwar bewirkt jetzt wieder eine + Ladung einen Ausschlag gegen das Kupfer. Die Ausschläge sind aber in diesem Falle beträchtlich kleiner, da jetzt den inducirten freien Elektricitäten kein Ausgleich oder Abfluss gestattet ist.

In dieselbe Kategorie von Versuchen gehört unter Anderem auch ein Experiment von Henrici[1]), der das Vorhandensein von Contactelektricität ohne Hilfe eines Condensators zeigen soll. Ein Zink- und Silberstreifen stehen einander parallel in verticaler Lage gegenüber und sind metallisch verbunden; von oben hängt zwischen beiden ein Goldblättchen, das, wenn stark geladen, einen Ausschlag anzeigt. Ist die Ladung positiv, so bewegt es sich gegen das Silber zu. Die Erklärung dieses Versuches ergibt sich von selbst, ganz analog der des Thomson-schen; beide Versuche sind dem Wesen nach vollkommen identisch.

Ich glaube, dass die Resultate der vorstehenden Untersuchungen zur Genüge beweisen, dass es keine elektromotorische Kraft des Contactes gibt; würde man für eine Reihe sich berührender Metalle das Potentialdiagramm entwerfen, so erhielte man eine gerade Linie, die durchwegs demselben Potentiale entspricht, und zwar dem Werthe Null, wenn irgend eines der Metalle abgeleitet ist. Das Diagramm der auf den Metallen befindlichen Oxydschichten wäre aber durch eine gebrochene Linie dargestellt, und zwar, wenn die Metalle nach der Spannungsreihe geordnet sind, durch eine vom positiven Ende stufenweise abfallende gebrochene Linie, deren Ordinate am negativen Ende den Werth 0 erreicht. Längs eines jeden Metalles wäre die Linie parallel der Abscissenachse, also parallel der Nulllinie der Potentiale, und beim Uebergang von einem Metall zum anderen würde die Ordinate um einen bestimmten Betrag sinken. Für die Metallcombination Zink-Eisen-Kupfer-Silber-Platin würden die Ordinaten der betreffenden Linienstücke den Potentialen 0,88, 0,70, 0,37, 0,06, 0,00 entsprechen. Die resp. Oxydationswärmen dieser Metalle sind 42,7, 34,1, 18,6, 3,0, 0,0.

1) Pogg. Ann. Bd. 64.

Nachahmung der Erscheinungen optisch anomaler Krystalle durch gespannte und gepresste Colloide.

Von

Friedrich Klocke

in Freiburg i. B.

1.

Eines der merkwürdigsten Resultate, welche das eingehende optische Studium der Mineralien in dem letzten Decennium ergeben hat, ist der Nachweis der Thatsache, dass das optische Verhalten der überwiegenden Mehrzahl der in einem Krystallsystem von höherer Symmetrie krystallisirenden Mineralien mit ihrer Form in Widerspuch steht. Platten aus regulären Krystallen zeigen anstatt optischer Isotropie schwächere oder stärkere Doppelbrechung, die bis zu deutlichen, in convergentem polarisirten Licht erscheinenden Achsenbildern sich steigern kann[1]); Platten aus einachsigen, senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Krystallen zerfallen in zweiachsige Felder von verschiedener Orientirung.

Vor einigen Jahren theilte E. Mallard[2]) umfangreiche Beobachtungen über diese sog. optischen Anomalien mit, durch welche die überaus grosse Häufigkeit derselben zuerst dargelegt wurde, und von diesem Zeitpunkt an datirt das stets steigende Interesse der Mineralogen an diesen auffallenden Erscheinungen, welche zwar zum Theil bereits von Brewster beobachtet waren, bis jetzt aber für vereinzelte Ausnahmen galten und als unwesentliche Structurstörungen keine eingehendere Berücksichtigung fanden. Man glaubte um so eher hierzu berechtigt zu sein, als die allgemeine Annahme herrschte, dass die betreffenden Erscheinungen regellose wären.

Nun zeigte sich aber, dass dies durchaus nicht immer der Fall ist, sondern dass die an optisch anomalen Krystallen auftretenden

1) Vgl. dieses Repertorium Bd. 16 S. 130.

2) Annales des Mines T. X. 1876.

Erscheinungen oft durch Regelmässigkeit überraschen und gewisse Beziehungen zwischen der Lage der optischen Elasticitätsachsen und der Krystallform vorhanden sind, welche, einmal erkannt, sich meist auch durch scheinbar zufällige und unregelmässige Erscheinungen hindurch noch verfolgen lassen.

Mallard nahm die an solchen Krystallen auftretenden optischen Erscheinungen für identisch mit denen normaler Krystalle und stellte zur Erklärung der ganzen Erscheinung die Hypothese auf: dass jene Krystalle keine Individuen seien, sondern zwillingsartig (d. h. gesetzmässig) verwachsene Complexe einer grösseren Anzahl optisch zweiachsiger Krystalle, die nur zufolge ihrer Anordnung die höher symmetrische Form nachahmten.

Die bei dieser Annahme bedeutende Schwierigkeit, die Thatsache zu erklären, dass bei einer regulär krystallisirenden Substanz neben einander sowohl optisch isotrope, wie doppeltbrechende, bei einer optisch einachsigen Substanz sowohl wirklich einachsige, als auch in zweiachsige Theile zerfallende Individuen vorkommen können, umging Mallard durch die gewagte Hilfshypothese, dass bei den Mineralien, welche bald in diesem, bald in jenem optischen Zustande auftreten, diejenigen Individuen, bei denen die Form des ganzen Krystalls mit seinem physikalischen Verhalten thatsächlich in dem bekannten gesetzmässigen Zusammenhange steht, ein Aggregat aus unendlich vielen, so kleinen Individuen seien, dass man sie auch durch das Mikroskop nicht constatiren könne. Diese (optisch zweiachsigen) submikroskopischen Individuen sollten durch verschiedene Orientirung sich optisch gegenseitig compensiren, so dass, je nach der Anordnung, Isotropie oder Einachsigkeit zu Stande komme. Auf diese Weise wurde Mallard durch seine Hypothese dazu geführt, die physikalisch vollkommensten, sich in jeder Beziehung normal verhaltenden Krystalle als die unvollkommensten Gebilde mit anomaler Structur zu betrachten.

Die von ihm untersuchten Mineralien der Krystallsysteme mit höherer Symmetrie wurden auf Grund dieser Vorstellungen wegen der an ihnen beobachteten optischen Anomalien sämmtlich in optisch zweiachsige Krystallsysteme versetzt, und einige andere Forscher sind auf diesem Wege weiter fortgeschritten. Bei der allgemeinen Verbreitung der optischen Anomalien in der Krystallwelt hätten mit der Zeit auch die wenigen Mineralien des regulären, tetragonalen und hexagonalen Systems, welche man bis jetzt noch nicht anzutasten wagte, wie beispiels-

weise Steinsalz, Kalkspat und Quarz[1]), in das monokline oder trikline System wandern müssen.

Ich habe nun aber eine Anzahl von Eigenschaften an diesen optisch anomalen Krystallen aufgefunden, welche durch Mallard's Hypothese nicht nur keine Erklärung finden, sondern mit derselben geradezu unvereinbar sind. Ferner habe ich nachgewiesen, dass sämmtliche Erscheinungen der optisch anomalen Krystalle verständlich werden, wenn man sich der älteren von E. Reusch aufgestellten und von mir weiter ausgeführten Anschauung anschliesst, dass die optisch anomalen Krystalle sich in einem Spannungszustande befinden. Ein optisch anomaler Krystall ist nach dieser Auffassung nicht ein Complex mehrerer verschieden orientirter Krystalle von niederer Symmetrie, sondern Ein Krystallindividuum, welches dem durch seine geometrische Form zum Ausdruck gebrachten Krystallsystem wirklich zugehört, aber eine durch bestimmte Spannungen des normalen Krystalls herbeigeführte Anomalie der Molecularstructur besitzt.

Die Individuen ohne optische Anomalien ergeben sich hierbei von selbst als die Krystalle mit ungestörter, von Spannungen freier Structur und bedürfen nicht erst einer Erklärung wie bei Mallard's Hypothese.

Die Richtung und Vertheilung der Spannungen steht meist in engem Zusammenhange mit der jedesmaligen Form des Krystalls. Danach finden sich einerseits zuweilen die gleichen Erscheinungen bei verschiedenen Substanzen, wenn sie in gleicher Form auftreten (was im regulären System möglich ist), andererseits wechseln die optischen Erscheinungen bei derselben Substanz, je nachdem sie in der einen oder andern Krystallgestalt vorliegt.

2.

Eine gewichtige Stütze findet die zuletzt angedeutete Erklärungsweise dadurch, dass es mir neuerdings gelungen ist, die Erscheinungen optisch anomaler Krystalle durch gespannte oder gepresste Colloide nachzuahmen[2]).

1) Auch beim Quarz kommen Individuen vor, deren senkrecht zur Hauptachse geschnittene Platten in optisch zweiachsige Felder von solcher Beschaffenheit zerfallen, dass auch die Krystalle dieses Minerals nach Mallard'scher Auffassung als trikline Zwillingsbauten betrachtet werden müssten.

2) Das Nähere findet sich in meinen Arbeiten in den Berichten der naturf. Ges. zu Freiburg i. B. Bd. 8 Heft 1: „Nachahmung der Erscheinungen optisch anomaler Krystalle durch gespannte Colloide“ S. 31—36; „Ueber die Wirkung eines

Auf einer Glastafel mit Holzrahmen vertheile ich eine Anzahl kleiner, aus 5 mm hohen Blechstreifen zusammengebogener Rähmchen und giesse eine klare, warme Gelatinelösung bis zu einer Höhe von etwa 8 mm auf. Nach dem Gerinnen der Masse führe ich einen Schnitt rings um die Rähmchen und hebe sie einzeln, mit einem sehr elastischen stählernen Malerspachtel darunterfahrend, durch einen glatten Schnitt von der Glastafel ab. Nach dem langsamen Eintrocknen, bei welchem die Rähmchen nur seitlich gestützt sein dürfen, erhalte ich auf diese Weise Platten, welche durch Anhaften der Gelatine an das Rähmchen sich während des Erhärtens nicht frei contrahiren konnten und sich deshalb in seitlich gespanntem Zustande befinden. Sie zeigen die Eigenschaften von Platten, die aus optisch anomalen Krystallen geschnitten sind. Von den Erscheinungen will ich hier diejenigen hervorheben, welche sich als charakteristische Unterschiede gegen das Verhalten von Krystallen mit normaler Molecularstructur darstellen.

A. In parallelem polarisirten Licht bei gekreuzten Nicols.

Die Gelatineplatten bewirken eine lebhafte Aufhellung des Gesichtsfeldes, sind also doppeltbrechend. Sie werden von vier oder mehr radial verlaufenden und seitlich sich allmählich aufhellenden dunkeln Streifen in Felder getheilt. Unregelmässig gebogene, kürzere dunkle Streifen oder Flecken von regelloser Vertheilung können hinzutreten. Bei einer Drehung des Präparates in seiner Ebene ändern diese Streifen stetig ihren Ort in der Platte.

Der Grund dieser Erscheinung ist der, dass in diesen Platten die Orientirung des optischen Elasticitätsellipsoides nicht wie bei normaler Krystallstructur in allen Punkten dieselbe ist, sondern von Ort zu Ort sich ändert. Die dunkeln Streifen entsprechen den bei der jedesmaligen Stellung der Platte in der Auslöschungslage befindlichen Theilchen (d. h. denjenigen, deren optische Elasticitätsachsen gerade mit den Nicolhauptschnitten coincidiren).

Diese Streifen sprach Mallard bei den anomalen Krystallen als Zwillingsgrenzen verschiedener Individuen an. Dieselben müssten dann an den Ort gebunden sein und dürften bei Drehung der Platte ihre

einseitigen Druckes auf optisch anomale Krystalle von Alaun, Idokras und Apophyllit“ S. 37—47; „Axenbilder im convergenten Licht bei Alaun, Bleinitrat, gepresstem Gelatine und rasch gekühltem Glase“ S. 48—54. Ferner im N. Jahrbuch f. Mineralogie 1880. I: S. 53 ff., S. 158; 1880. II: S. 97, S. 13 der Referate; 1881. I: S. 24, S. 204.

relative Lage nicht verändern. Das hier erwähnte, von mir bereits an vielen Krystallen nachgewiesene (von Mallard aber nicht angegebene) Wandern der Streifen beweist die Unzulässigkeit der Mallard'schen Annahme für diese Fälle.

B. In convergentem polarisirten Licht. (Nörrembg. Pol.-App.)

Die Gelatineplatten geben vollkommene Achsenbilder wie optisch zweiachsige Krystalle. Die Spannungsrichtung fällt in die Achsenebene. Bei den regelmässig eingetrockneten Gelatineplatten hängen die auftretenden Spannungsrichtungen von der Form des benutzten Rähmchens ab, bei den anomalen Krystallen von ihrer Krystallgestalt (sowie von gewissen, bis jetzt noch nicht näher erkannten Wachsthumsmodalitäten). Die Spannungsrichtung ändert sich nicht oder nur wenig innerhalb gewisser Felder (vgl. weiter unten) mancher Platten und sprungweise beim Uebergang von einem Felde zum andern.

Die Intensität der Doppelbrechung wechselt von Ort zu Ort, was aus dem steten Wachsen oder Abnehmen des optischen Achsenwinkels beim Verschieben der Platte hervorgeht. Auch diese Eigenschaft ist von mir an verschiedenen Mineralien als für die optisch anomalen Krystalle bezeichnend nachgewiesen worden. Das Wechseln der Intensität der Doppelbrechung von Ort zu Ort ist der directe Ausdruck der von bestimmten Punkten aus zu- und abnehmenden Spannung.

An optisch anomalen Krystallplatten, seltener an den Gelatinepräparaten, finden sich zuweilen auch Felder von gleichförmiger Dilatation, in denen also der Achsenwinkel constant bleibt.

3.

Viele Platten anomaler Krystalle werden zwischen gekreuzten Nicols in keiner Stellung dunkel, sondern es wandern die oben erwähnten schwarzen Streifen beim Drehen der Platte über ihre ganze Ausdehnung hin, wie in den gespannten Gelatinepräparaten oder in einer von zwei Punkten her comprimirten Glasplatte. Hierdurch ist erwiesen, dass in solchen Krystallen die in ihrem Innern herrschenden Spannungen nicht nur die relativen Entfernungen der Moleküle, wie sie im normalen Krystalle bestehen, verändert, sondern auch eine verschiedene Drehung derselben aus ihrer Normallage heraus bewirkt haben, so dass die Lage gleichwerthiger Richtungen von einem Molekül zum andern wechselt.

In anderen Krystallplatten treten Felder auf (getrennt durch breitere oder schmälere Streifen von der soeben angedeuteten Structur), welche in allen Punkten nahezu gleichzeitig auslöschen, wie bei normaler Krystallstructur. Diese Fälle sind es, welche eine directe Beziehung zwischen der Spannungsrichtung (in welche sich eine optische Elasticitätsachse einstellt) und der Krystallform zeigen und welche deshalb am meisten zur Erklärung durch einen Zwillingsbau aus mehreren Krystallen verleitet haben. Jedes solche einheitlich auslöschende Feld würde nach Mallard einem normalen Krystallindividuum entsprechen. Dann müsste aber auch die Intensität der Doppelbrechung an jedem Punkte eines solchen Feldes dieselbe sein. Nachdem ich nun bereits an mehreren Mineralien gezeigt habe, dass auch innerhalb solcher einheitlich auslöschender Felder die Intensität der Doppelbrechung sich von Punkt zu Punkt ändert (gewöhnlich wächst in den Richtungen von der Mitte nach den Rändern der Platte), so ist auch für diese Fälle die Mallard'sche Annahme nicht mehr möglich.

Innerhalb solcher in parallelem polarisirten Licht einheitlich erscheinenden Felder müssen wir die Spannung zwar von wechselnder Intensität, in jedem Punkte aber gleich gerichtet annehmen. Sie hat dann die Moleküle des Krystalls nur von einander entfernt (bzw. in der darauf senkrechten Richtung einander genähert), ohne denselben eine Drehung zu ertheilen. Die im normalen Krystall parallelen gleichartigen Richtungen der Moleküle sind innerhalb eines solchen Feldes parallel geblieben. Speciell auf das optische Elasticitätsellipsoid bezogen, zeigen die Erscheinungen, dass (wenn ich Richtung und Grösse einer optischen Elasticitätsachse durch eine Linie ausdrücke) in einem derartigen Felde die Richtung gleichwerthiger Elasticitätsachsen in jedem Punkte dieselbe, ihre Grösse dagegen eine stetige Function des Ortes ist.

4.

Leichter noch wie durch Spannung kann man durch Zusammendrücken ein Achsenbild im convergenten Licht hervorrufen. Legt man eine weiche kreisrunde Gelatineplatte zwischen zwei Glasplättchen, bringt sie in den Nörremberg'schen Polarisationsapparat und schraubt das Ocularrohr so weit herunter, dass es die Platte zusammendrückt ohne sie zu zerquetschen, so erscheint das normale Interferenzbild eines einachsigen, senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Krystalls.

Das schwarze Kreuz und ein bis zwei farbige Ringe werden sichtbar, und man kann das Präparat hin- und herschieben, ohne dass sich das Bild verändert. Es verschwindet, wenn man das den Druck bewirkende Ocularrohr wieder hebt. Der einseitige Druck ist hier also ein gleichförmiger, ertheilt somit der Platte das optische Verhalten eines normalen einachsigen Krystalls.

Bei höheren Druckgraden reissen die Ränder der Platte ein, und damit wird die Compression ungleichförmig. Man erhält dann optisch zweiachsige Interferenzbilder mit variirendem Achsenwinkel; an manchen Stellen der Platte erscheint dann auch kein regelmässiges Bild mehr; es sind diejenigen, an welchen die erste Mittellinie nicht mehr senkrecht zur Plattenebene steht, oder an denen die Orientirung des Elasticitätsellipsoides einem raschen Wechsel unterworfen ist.

Auch in den rasch gekühlten Gläsern habe ich Stellen aufgefunden, welche homogen genug sind, um im convergenten Licht ein Achsenbild zu zeigen. Es entspricht optischer Zweiachsigkeit bei geringer Intensität der Doppelbrechung. In der Hyperbelstellung zeigt sich eine kräftige Dispersion der Achsen $\varrho > v$. Der Achsenwinkel ändert sich von Ort zu Ort, wie in den Gelatineplatten und optisch anomalen Krystallen.

5.

Durch einen einseitigen Druck erzielt man eine veränderte Vertheilung der Spannungen in den Platten, welche sich durch eine beträchtliche Verschiebung der in parallelem Licht auftretenden schwarzen Streifen kundgibt. Ich wende dazu Gelatineplatten in halb angetrocknetem Zustande an, die durch Spannung oder Druck bereits dauernd doppeltbrechend gemacht wurden und jene dunkeln Streifen zeigen. Bei solchen Gelatineplatten bewirkt schon ein schwacher seitlicher Druck eine bedeutende Veränderung der Lage der Streifen; bei Glas und bei den anomalen Krystallen ruft erst ein etwas grösserer Druck denselben Effect hervor. Das gleiche Verhalten der Streifen in den Gelatine- und den Krystallplatten spricht für die Aehnlichkeit der mechanischen Zustände hier wie dort.

Nicht nur Druck, sondern auch Erwärmung bewirkt eine beträchtliche und in diesem Falle oft ruckweise vor sich gehende Verlegung der Grenzen optisch verschieden orientirter Theile eines anomalen Krystalls, wie C. Klein[1]) an dem intensiv doppeltbrechenden, regulär

1) Göttinger Nachrichten 1881 Nr. 3.

krystallisirenden Boracit nachgewiesen hat. Diese Beweglichkeit der Grenzen ist ein weiterer Beweis dafür, dass sie keine Zwillingsgrenzen verschiedener Individuen im Sinne der Mallard'schen Hypothese sein können.

Nach allem diesen dürfen wohl nunmehr die optischen Anomalien der Krystalle als auf einen Spannungszustand derselben zurückgeführt betrachtet werden. Die Ergründung der Ursachen, welche diesen in den Krystallen nunmehr als so häufig erkannten Zustand herbeiführen, ist der nächste, aber schwierige Schritt, welcher auf diesem Gebiete zu thun ist.

Kleinere Mittheilungen.

J. Puluj, Strahlende Elektrodenmaterie.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 8.)

Es werden in dieser dritten Abhandlung einige neue Apparate beschrieben und erklärt. In einem Glasgefäss befindet sich zwischen einer schalenförmigen und einer ebenen Elektrode ein grosses Glimmerblättchen, welches einerseits mit Kreide überzogen und mit dem Ueberzug der ebenen Elektrode zugekehrt ist. Wird zuerst diese Elektrode als Kathode benützt, so phosphorescirt sehr lebhaft der Kreideüberzug und hört zu leuchten auf nach Unterbrechung des Stromes. Wird nachher die Richtung des letzteren gewechselt und die Schale als Kathode benützt, so erscheint im Brennpunkte der Strahlen, an der abgewendeten Seite des Glimmerblättchens, ein Phosphorescenzfleck, der sich bald in einen Ring auflöst und immer grösser und grösser wird. Wenn nach abermaliger Unterbrechung der Strom wieder in derselben Weise geschlossen wird, so dass die Schale wieder eine Kathode bildet, so erscheint der Phosphorescenzfleck nicht mehr.

Für diese Erscheinung wird eine Erklärung gegeben.

Ausserdem werden in der Abhandlung die Bewegungserscheinungen von mehreren elektrischen Radiometern mit halbcylindrischen Flügeln beschrieben und nachgewiesen, dass die Reaction der Gastheilchen an den erwärmten Flügeln und die Wärmewirkung der umgebenden Gefässwände sämmtliche Bewegungserscheinungen erklären können. Das Radiometer mit halbcylindrischen Aluminiumflügeln wechselt dreimal seine Rotationsrichtung während der fortschreitenden Verdünnung vom vollen Atmosphärendruck bis $0{,}01^{mm}$ Quecksilberdruck.

Einfaches Verfahren, die stroboskopischen Erscheinungen für Viele gleichzeitig sichtbar zu machen.

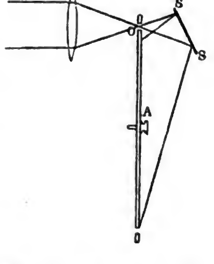
Von

E. Lommel.

Um die stroboskopischen Erscheinungen einer grösseren Anzahl von Beobachtern gleichzeitig sichtbar darzustellen, bediente man sich bisher entweder verschiedener Projectionsmethoden, oder des stroboskopischen Cylinders (der Wundertrommel).

Das einfache Verfahren, auf welches ich hiermit aufmerksam machen möchte, besteht in der Beleuchtung der gewöhnlichen stroboskopischen Scheiben mit intermittirendem Licht.

Ein gegen die Hinterseite der Scheibe gelenktes Strahlenbündel wird durch eine Linse *L* auf eines der Löcher *O* ihres Randes concentrirt. Der aus der Oeffnung *O* tretende Strahlenkegel wird von einem zur Achse des Kegels geneigten Spiegel *SS* auf die Vorderseite der Scheibe zurückgeworfen und beleuchtet dieselbe in ihrer ganzen Ausdehnung.



Dreht man nun die Scheibe, welche auf die horizontale Achse *A* einer Schwungmaschine aufgesetzt ist, so werden die stroboskopischen Bewegungen der auf die Scheibe gezeichneten Figuren bei guter Beleuchtung weithin sichtbar.

Zur Beleuchtung kann man Sonnenlicht, elektrisches oder Drummond'sches Licht benutzen; sogar das Licht einer Gasflamme oder einer Petroleumlampe genügt, wenn man fremdes Licht sorgfältig ausschliesst.

Auf diese Weise lassen sich z. B. die Müller'schen Wellenscheiben unmittelbar zur objectiven Darstellung von Schwingungs- und Wellenbewegungen verwenden. Da sich hierbei die stroboskopisch bewegten Figuren demonstriren lassen, als wären sie auf eine Tafel gezeichnet, so dürfte dieses Verfahren der Anwendung der Wundertrommel vorzuziehen sein. Vor den Projectionsmethoden aber hat es den Vorzug, dass es besonderer Veranstaltungen nicht bedarf, sondern mit den einfachsten überall vorhandenen Mitteln ausführbar ist.

F. Schuhmeister, Bestimmung magnetischer und diamagnetischer Constanten von Flüssigkeiten und Gasen in absolutem Maasse.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 2.)

Die Versuche mit einer Eisenchloridlösung vom spec. Gewicht = 1,40 wurden nach der Schwingungs- und der Torsionsmethode ausgeführt; die für die übrigen Flüssigkeiten und die Gase nur nach der letzteren.

Für die Eisenchloridlösung wurde nach der ersten Methode für $10^6 k$ (unter k die Magnetisirungszahl verstanden) ein Mittelwerth = 35 gefunden, nach der zweiten der Werth 30,7. Die kleinste der angewandten magnetisirenden Kräfte (A_1) hatte den Werth 380, die grösste 2500 in den von Gauss eingeführten Einheiten. Nach jeder der beiden Methoden wurden für die verschiedenen Werthe von A_1 nahe übereinstimmende Werthe von k gefunden.

Für die diamagnetischen Flüssigkeiten nehmen die Werthe von k mit steigenden Kräften ab, während bei den Gasen das Umgekehrte stattfindet. So ergibt sich für

Wasser bei A_1 = 615	+ $10^6 k$ =	− 0,553
= 1308	=	0,453
= 2527	=	0,436.

Für die übrigen Flüssigkeiten und Gase ergaben sich für nahezu dieselben magnetisirenden Kräfte folgende Werthe von k:

Alkohol	$10^6 k$ = − 0,451,	0,416,	0,376
Schwefelkohlenstoff . .	= − 0,462,	0,392,	0,368
Aether	= − 0,397,	0,290,	—
Sauerstoff	= + 0,046,	0,059,	0,122
Sauerstoff (ozonhaltig).	= + 0,103,	0,181,	—
Stickoxyd	= + 0,0278,	0,0377,	0,0496.

Herr Prof. Stefan knüpft an die Mittheilung dieser Zahlen die Bemerkung, dass der grosse Werth, welchen Herr Schuhmeister für die Magnetisirungszahl des ozonhaltigen Sauerstoffes gefunden hat, ihn veranlasste, Versuche anzustellen, ob Sauerstoff nicht auch durch magnetische Kräfte in Ozon übergeführt werden könnte. Diese Versuche lieferten kein positives Resultat.



Elektrische Schattenbilder.

Von

W. Holtz.

(Fortsetzung von S. 427.)

III.

Speciellere Unterschiede des Glimmlichts bei positiver und negativer Elektricität.

Das Glimmlicht der Spitze, welche der seidenen Fläche gegenüber steht, erscheint oberflächlich betrachtet als ein schwach leuchtender Stern; bei genauerer Betrachtung aber bietet es sehr bestimmte polare Verschiedenheiten dar. Bei positiver Spitze zeigt sich ein schwach röthlich glänzender Punkt oder vielmehr ein Spitzchen, welches von einer bläulichen Hülle umgeben ist. Bei negativer repräsentirt sich ein schwach röthlich schimmernder Kegel ohne bläuliche Hülle und etwa 3—4 ^{mm} lang. Genau so verhält sich das Glimmlicht aber auch sonst, so oft es an einer oder an beiden zugespitzten Entladungsstangen erscheint. Die Seide ändert hierin also nichts; sie bewirkt nur, dass sicher ein Glimmen und nicht eine Büschelbildung erfolgt. Auch dadurch lässt sich in gedachten Erscheinungen nichts ändern, dass man schneller oder langsamer dreht, einseitig ableitet, die Elektroden näher oder ferner zu einander stellt, noch dadurch, dass man die Seidenlage vervielfältigt, höchstens dass Form und Farbe der Erscheinung um ein Minimum variiren.

Das Glimmlicht der seidenen Fläche verhält sich anders; hier treten polare Unterschiede überhaupt nur bei verstärkter Seidenlage auf, ich meine Unterschiede in der Structur der Lichtfläche, nicht in ihrer sonstigen Gestaltung, von welcher hier abgesehen werden soll. Bei 1—2facher Lage haben wir stets den Eindruck, als ob ein

schwacher Lichtschein auf eine feine mattgeschliffene Glastafel fiele. Bei stärkerer Lage ist es bei negativer Fläche eher, als ob die Glastafel mit besonders grobem Sande geschliffen wäre. Ist die Seide 4—8 fach, so löst sich das Licht der negativen Fläche mehr und mehr in eine grosse Zahl einzelner Punkte auf, welche durch dunkle Zwischenräume getrennt in beständigem Wechsel des Ortes bald hier bald dort auftauchen und verschwinden. Auch auf der positiven Fläche treten wohl nach und nach eine kleinere Zahl hellerer Punkte hervor, welche sich ähnlich bewegen; aber die Fläche bietet hierbei noch immer jenen ursprünglichen homogenen Lichtschimmer dar. Sehen wir genauer hin, so ergibt sich, dass alle helleren Punkte hier wie dort mit einer schwach leuchtenden Hülle umgeben sind; aber diejenige der positiven ist unvergleichlich grösser, sie lehnt sich scheibenförmig an die noch schwächer leuchtende übrige Fläche an. Verstärken wir das Seidenzeug noch weiter, so geht nun auch der positiven Fläche mehr jener homogene Schimmer verloren; zur selbigen Zeit setzen sich an ihre helleren Punkte oder an deren Lichthüllen längere oder kürzere Büschelfäden an. Zuweilen — zumal wenn die Maschine kräftiger wirkt — werden letztere so lang, dass sie fast die andere Elektrode erreichen, wobei das wispernde Geräusch, welches sonst die Erscheinungen begleitet, mehr einem Rauschen ähnlich wird. In allen Fällen übt aber die Ableitung zugleich einen wesentlichen Einfluss auf die Structur der Lichtfläche aus. Bei Ableitung der Spitze rücken die helleren Punkte näher, bei Ableitung der Fläche rücken sie weiter von einander ab. Die Ableitung der Spitze wirkt nebenbei noch dahin, dass sie die Büschelfäden der positiven Fläche vermehrt oder verlängert und dass sie dieselbe eher ihres homogenen Schimmers beraubt. Die Farbe des Lichtes variirt bei Alledem kaum weder bei der Ableitung noch beim Wechsel der Polarität. Sie ist constant ein bläuliches Grau, wie auch sonst, wo das Glimmlicht einer grösseren Fläche angehört.

Da der Lichtschein, je mehr wir die Seidenlage verstärken, zwar intensiver wird, aber gleichzeitig an Zusammenhang verliert, so ist es zur Darstellung der Schattenbilder am geeignetsten, wenn man eine mittlere Stärke, etwa eine 4—6 fache Lage wählt. Bei grösserer Stärke gelingt die Darstellung am wenigsten bei positiver Fläche, weil jede Büschelbildung die Schattenbildung stört.

Weitere Unterschiede der Elektricitäten in der Gestaltung der Lichtfläche und der Form der Schatten.

Ich bemerkte ehedem, dass die Lichtfläche, wenn dieselbe die negative Elektrode bilde, umfangreicher sei. Dies ist auch im Allgemeinen richtig, aber es treten je nach der Art der Ableitung noch wesentliche Abstufungen ein. Viel grösser ist die negative Lichtfläche als die positive, so lange beide Elektroden nicht abgeleitet werden. Nur wenig grösser ist sie, wenn sie selbst, und kaum grösser, wenn die Spitze eine Ableitung erfährt. Genauer betrachtet verhält sich die Sache folgendermassen. Wird die Spitze abgeleitet, so sind beide Lichtflächen fast gleichmässig klein. Heben wir die Ableitung auf, so wächst die positive nur wenig, wogegen die negative nach und nach umfangreicher wird. Der Grund liegt darin, dass die negative gewissermassen durch das Spiel der Maschine selbst eine Ableitung erfährt, was sich am einfachsten darin manifestirt, dass man aus dieser, wenn man den Knöchel nähert, kaum einen Funken erhält. Wie gross der Unterschied der freien Elektricität der beiden Pole ist, erfährt man am sichersten, wenn man etwa in folgender Weise operirt. Man lasse die Elektroden zunächst einander berühren, leite sie hierbei ab und stelle sie alsdann auf eine grössere Entfernung ein, hierauf lasse man die Maschine einige Zeit wirken und nähere, während sie fortwirkt, den Knöchel dem einen Conductor an; dann wiederhole man die ganze Operation von neuem, bevor man sich dem anderen Conductor nähert. Der positive — gleichviel ob mit Spitze oder Fläche communicirend, und nebenbei auch, wenn letztere gar keine Seidenlage hat — wird stets einen namhaften Funken geben, während man am negativen nur eben eine Ausgleichung spürt. Hiermit harmonirt auch eine Beobachtung von Poggendorff, welcher die vollständig geschlossene Leitung gleichfalls immer schwach positiv elektrisch fand. Eine Erklärung bieten die Wiedemann- und Rühlmann'schen Versuche, nach welchen negative Elektricität leichter ausstrahlt und so eher dem Ganzen verloren geht.

War die Spitze vorher abgeleitet und leiten wir hiernach die Fläche ab, so verschiebt sich der Lichtkreis, sich vergrössernd, zugleich aus dem Centrum seiner Elektrode. Das Strahlenbündel flieht nämlich die Glasscheibe der Maschine, wenn diejenige Hälfte derselben, welche mit der Spitze communicirt, an freier Elektricität gewinnt. Das Bündel

gehorcht also eher einer Störung, welche näher der Spitze wirkt, wie es nach Früherem in ähnlicher Weise bei seitlicher Annäherung eines Gegenstandes geschieht. Die so verschobene Fläche aber ist nicht mehr rund, sondern etwas oval, weil die der Glasscheibe näheren Strahlen begreiflicherweise stärker verschoben werden. In Alledem sind sich beide Elektricitäten gleich; aber daneben treten Erscheinungen auf, welche ausschliesslich nur einer positiven Fläche angehören. Zunächst finden wir, dass sich die Lichtfläche in demselben Momente, wo sie sich vergrössert, in ihren mittleren Theilen verdunkelt. Der verdunkelte Theil ist etwa so gross, als vorher bei Ableitung der Spitze die gesammte Ausdehnung betrug. Es erscheint also gewissermassen ein Ring; aber die Erscheinung ist nicht dauernd, die Lichtunterschiede gleichen sich in wenigen Secunden aus. Hierbei ist zu beachten, dass der verdunkelte Theil auch darin der früheren hellen Fläche entspricht, dass er mehr in der Mitte der Elektrode liegt. Hat sich der Contrast wieder verwischt und bleibt die Ableitung constant, so repräsentirt sich nunmehr ein Bild von entgegengesetzter Coloratur. Die Lichtfläche wird dort, wo sie eben dunkler war, heller als der übrige mehr elliptische und mehr nach vorne verschobene Theil. Diese Erscheinung ist constant, und man kann aus derselben entnehmen, dass bei Ableitung der Fläche zwei Strahlenbündel entstehen: ein inneres, welches seine centrale Lage behauptet, und ein äusseres, welches allein eine Ablenkung erfährt. Weshalb die Lichtfläche des ersteren auf Augenblicke dunkel wird, soll im nächsten Kapitel eine sehr einfache Erklärung finden. Noch einer anderen Erscheinung mag hier gedacht werden, welche gleichfalls nur einer positiven Fläche angehört, aber an keine Ableitung gebunden ist; es ist eine kleine hin und her wogende Verdunkelung im Centrum der Fläche, welche bald mehr, bald weniger in die Augen fällt. Ich möchte aus derselben fast schliessen, dass der kleine röthliche Kegel der negativen Spitze kein voller Kegel ist, oder dass er zum wenigsten in nächster Nähe der Achse eine geringere Triebkraft hat.

Dass die Schattenbilder beider Elektricitäten differiren, habe ich gleichfalls schon im Früheren angedeutet. Ich bemerkte, dass die Schatten bei positiver Spitze radial ausgedehnter, circular schmaler erschienen. Hierbei ist jedoch die durchweg grössere Ausdehnung der negativen Lichtfläche nicht weiter beachtet, und es mag richtiger sein, eine Parallelle zu ziehen für den Fall, dass jene Fläche dieselbe

Grösse hat. Dies trifft nach Obigem annähernd zu, wenn die Spitze constant eine Ableitung erfährt, und betrachten wir die Bilder alsdann, so erscheinen diejenigen einer negativen Fläche nur radial verdünnt. Ich meine, dass ein Streifen Carton auf einer solchen nicht länger, sondern eben nur dünner erscheint, als auf einer positiven Fläche, auf welcher nebenbei die peripherischen Verstärkungen noch besonders excelliren. Aber auch sonst sind Unterschiede vorhanden, zunächt darin, dass eine negative Fläche constantere Bilder liefert. Bei einer positiven sind es namentlich die peripherischen Verstärkungen, welche fortwährenden Schwankungen unterworfen sind. Dann lässt sich bei positiver Fläche, sofern wir die Fläche ableiten, überhaupt kein symmetrischer Schatten gewinnen, weil wir nach Obigem allemal zwei verschiedene excentrische leuchtende Flächen erzeugen. Endlich besteht auch, wenn ich mich nicht täusche, ein Unterschied in der Vergrösserung, wenn das Object der Spitze genähert wird. Ich meine, dass eine namhafte Vergrösserung bei negativer Fläche erst in grösserer Nähe der Spitze erfolgt.

Das Crookes'sche Lichtkreuz als Nachwirkung eines Schattenkreuzes.

Nimmt man den schattenwerfenden Körper während die Maschine weiter wirkt fort, so stellt sich unter gewissen Bedingungen, welche ich gleich näher besprechen will, eine neue merkwürdige Erscheinung heraus, eine Lichverstärkung dort, wo der Schatten beobachtet war. Die Form ist genau die des letzteren; es tritt also die peripherische Verstärkung gleichfalls hervor. Die Erscheinung indessen ist nur flüchtig, zumal in ihren Umrissen; nach Secunden ist sie vollständig verwischt.

Bei 1—2facher Seidenlage ist der Effect nur sehr schwach und flüchtig, so dass er leicht ganz unbeachtet bleibt. Desgleichen tritt die Zeichnung nur undeutlich hervor, wenn der schattengebende Körper nicht festgestellt war. Die Maschine ferner muss einige Zeit wirken, zum wenigsten 4—5 Secunden, bevor man den Gegenstand entfernt. Daneben ist es wesentlich, dass sie möglichst kräftig wirkt, und dass jener dann, während sie fortwirkt, möglichst schnell beseitigt wird. Endlich handelt es sich noch um eine Bedingung, welche absolut nothwendig und gerade am merkwürdigsten ist. Die Lichtverstärkung erfolgt nur auf positiver Fläche, also nur bei Ausstrahlung negativer Elektricität. Das Phänomen stimmt also vollkommen mit

dem Crookes'schen Lichtkreuze überein, während doch die Schattenbilder sonst an andere Bedingungen gebunden sind.

Aber die ganze Erscheinung lässt sich auch umkehren, wenn wir kein Schattenbild, sondern ein Lichtbild wirken lassen. Es tritt dann nach Auslöschung des letzteren eine partielle Verdunkelung der Lichtfläche hervor. Es ist angegeben, dass man sich zur Darstellung eines Lichtbildes einfach eines Cartonschirmes bedient, in welchem eine Figur ausgeschnitten ist. Interpoliren wir einen solchen auf kurze Zeit und heben ihn dann schnell fort, so tritt jene Figur als Verdunkelung hervor. Die bei negativer Ausstrahlung durch den Cartonschirm begünstigte Bildung von Büscheln hebt man am besten durch zeitweise Ableitung der Fläche auf.

Hierin liegt nun zugleich die Erklärung, weshalb sich die Lichtfläche central verdunkelt, wenn wir erst die Spitze und hiernach die Fläche ableitend berühren. Die verkleinerte Fläche ist gewissermassen das Lichtbild, welches wir auslöschen, sobald wir eine grössere Fläche erzeugen. In der That können wir eine ganz ähnliche Verdunkelung dadurch erzeugen, dass wir einen Cartonschirm mit runder Oeffnung wählen und im Uebrigen wie angegeben verfahren. Ausserdem spricht für diese Erklärungsweise der Umstand, dass auch jene Erscheinung nur bei negativer Ausstrahlung erfolgt.

Welches die Ursache der beiderseitigen Nachwirkungen und weshalb sie nur an einer positiven Stelle auftreten, darüber wage ich nicht mich zu äussern; ich möchte jedoch noch einen Versuch anführen, welcher möglicherweise weitere Aufschlüsse geben kann. Lässt man die Maschine besonders kräftig wirken, sei es dadurch, dass man die Hilfsconductoren entfernt oder die Drehung besonders beschleunigt, und steht die Spitze der Fläche nicht zu fern und wendet man eine verhältnismässig starke Seidenlage an, so sieht man im ersten Aufglühen der Erscheinung lange Büschelfäden nach der betreffenden Stelle schiessen, oder von derselben ausgehen, als ob sich im Raume körperlich die Zeichnung der Fläche wiederholen wollte. Also nicht auf der Fläche allein tritt eine verstärkte Action ein, sondern überhaupt im ganzen Strahlengebiet in den mit der Zeichnung correspondirenden Schichten. Es dürfte also jedenfalls die Crookes'sche Erklärung des analogen Phänomens hier nicht stichhaltig sein.

Zuweilen hat man übrigens auch bei positiver Ausstrahlung den Eindruck, als ob dem Schatten eine ganz flüchtige Lichtverstärkung

folge. Ich glaube jedoch eher, dass dies eine subjective Erscheinung, eine Contrastwirkung, als eine wirkliche Lichtverstärkung ist.

Wenn die Fläche unterhalb der Seide ein verschiedenes Leitungsvermögen hat.

Ersetzt man die Metallscheibe durch eine Holzscheibe, so wird man ohne weiteres kaum abweichende Erscheinungen gewahren. Gleichwohl sind Unterschiede vorhanden, aber man erkennt sie bei auf einander folgender Betrachtung ihrer Geringfügigkeit halber nicht. Weit eher gelingt es sie festzustellen, wenn man die Versuche so arrangirt, dass man die beiderseitigen Erscheinungen gleichzeitig überblickt, oder doch mehr oder weniger gleichzeitig, und dies ist der Fall, wenn man eine Metallscheibe oder eine Holzscheibe partiell ungleich leitend macht. Bei einer Holzscheibe ist übrigens noch ein Umstand zu berücksichtigen: man hat zu verhüten, dass die Entladungsstange nicht durch ihre Masse hindurch wirkt. Man muss sie aus diesem Grunde verhältnismässig dick wählen, oder ihre hintere Fläche mit einer kegelförmigen Verstärkung versehen.

Legt man unter die Seidenlage einer Metallscheibe einen Papierstreifen, so tritt derselbe auf der leuchtenden Fläche als Verdunkelung hervor. Umgekehrt verhält sich ein Streifen Stanniol, wenn man einen solchen unter die Seidenlage einer Holzscheibe legt. Ein schlechterer Leiter also verdunkelt die Lichtfläche, ein besserer bringt grössere Helligkeit hervor. Wählt man grössere Stücke, dort von Papier, hier von Stanniol, so bemerkt man auch, dass sich die Lichtstructur ändert. Bei einem schlechteren Leiter erscheint sie homogener und ruhiger, bei einem besseren mehr unterbrochen und lebhafter bewegt. Ein besserer Leiter wirkt also in demselben Sinne als bei gleicher Grundlage eine Verstärkung der Seide. Fixiren wir die leuchtende Fläche durch constante Ableitung eines der Pole und legen ein halbkreisförmiges Stück so, dass es gerade unter der Hälfte derselben liegt, so treffen wir diese, je nachdem sie der bessere oder schlechtere Leiter ist, etwas verkleinert, resp. vergrössert an. Auch hierin wirkt ein Unterschied in der Seidenlage analog, wovon wir uns überzeugen können, wenn wir die Scheibe halb und halb mit ungleicher Lage bedecken. Eine partielle Verdunkelung lässt sich übrigens auch dadurch gewinnen, dass man ein Papierstück nicht innerhalb, sondern ausserhalb am Seidenzeuge haften lässt. Ein Stanniolstück haftet nicht, und kleben wir es an, so ist es lichtlos, wie die Scheibe selbst, so weit

ihr die seidene Armirung fehlt. Die Unterlage eines Papier- resp. Stanniolstücks bietet aber noch einen besonderen Nutzen, wenn wir es gerade so legen, dass die Spitze nach demselben zeigt. Wir können uns dadurch genauer als auf andere Weise von den Schwankungen der Lichtfläche bei einseitigen Ableitungen überzeugen. Wir finden so, dass auch bei Ableitung der Spitze jene nicht ganz central bleibt, sondern etwas nach hinten verschoben wird, während bei Ableitung der Fläche, und auch schon ohne diese, wie hervorgehoben, eine starke Verschiebung nach vorne erfolgt. Als Unterlage wendet man in diesem Falle natürlich am besten ein kleines rundes Scheibchen an.

Wie gestalten sich nun unter solchen Verhältnissen die Schatten? Hierfür hat sich eine sehr einfache Richtschnur ergeben. Wo die Lichtfläche dunkler, gleichviel durch welche Mittel, nimmt der Schatten bei geringerer Schwärze grössere Dimensionen an. Sehr in die Augen fallend ist diese Vergrösserung freilich nicht, und man muss, um hierin schlüssig zu werden, überhaupt etwas vorsichtig experimentiren. Zunächst muss der schattengebende Körper unverrückt bleiben. Dann muss derselbe in genau gleicher Länge die Scheidegrenze überragen. Endlich darf man auch nicht die vordere und die hintere Lichthälfte mit einander vergleichen, weil die vordere, der seitlichen Ablenkung halber, durchgängig stärkere Schatten gibt. Man hefte die Unterlage also entweder an die obere oder an die untere Hälfte der Scheibe und lasse die diagonale Schnittlinie genau in Höhe der Spitze liegen. Dann rüste man einen an einem seitlichen Halter horizontal schwebenden Cartonstreifen mit zwei kurzen und genau gleichen Seitenarmen aus. Endlich stelle man das Ganze so ein, dass der Schatten des horizontalen Streifens genau die Lichtscheide trifft. Eine andere und vielleicht einfachere Versuchsform ist die folgende. Man nehme zur Unterlage einen Streifen von 15—20^{mm} Breite. Man hefte ihn so an, dass er vom Centrum der voraussichtlichen Lichtfläche radial nach oben verläuft. Dann stelle man einen schmalen Cartonstreifen so, dass sein oberer Schatten noch vollständig innerhalb des fraglichen Streifens fällt. Dreht man die Scheibe dann schnell mit Hilfe des Ebonitheftes, so wird der Schatten, je nachdem er auf eine hellere oder dunklere Fläche tritt, kleiner oder grösser erscheinen.

Ich habe den gedachten Phänomenen um deswillen eine grössere Aufmerksamkeit geschenkt, weil sie mit meiner früheren Erklärung der peripherischen Verstärkungen harmoniren.

Statt der ebenen Fläche convexe und concave Kugelflächen.

Es ist im Bisherigen fast ausschliesslich der Fall betrachtet, wo einer Spitze eine ebene Fläche gegenüber steht. Dieser Fall ist auch unstreitig der einfachste, und es lag nahe, ihn mit besonderer Vorliebe zu behandeln. Nun mögen aber an Stelle der ebenen Fläche nach und nach einige andere Flächen, und in erster Linie Kugelflächen, treten und die Erscheinungen, so weit sie von den früheren differiren, in kürzeren Worten gekennzeichnet werden.

Das Experimentiren mit Kugelflächen wird dadurch unbequem, dass sich das Seidenzeug nicht faltenlos an die Fläche fügen lässt. Am ehesten gelingt dies noch bei convexer Fläche, weil man hier eher einen Druck ausüben und eine hintere Befestigung anwenden kann. Die Pressung hat aber wieder den Uebelstand, dass das Zeug für andere Versuche eher neu aufgeplättet werden muss. Bei kleiner Fläche dient zur Befestigung einfach ein Gummiring. An einer solchen würde das Zeug übrigens ohne Befestigung gar nicht haften.

Betrachten wir zunächst die Wirkung einer convexen Kugelfläche, d. h. die Wirkung einer Kugel selbst von grösseren oder geringeren Dimensionen.

Die mittlere Grösse der Lichtfläche ist kleiner als auf ebener Fläche, und verkleinert sich mehr und mehr, je kleiner die Kugel wird. Ihre Grössendifferenz bei einseitigen Ableitungen dagegen ist erheblicher und wächst mehr und mehr, je kleiner die Kugel wird. Wieder anders verhält es sich mit der Grösse der Lichtfläche, wenn man sie als Theil der jedesmaligen ganzen Fläche betrachtet. Bei Ableitung der Spitze nimmt sie bei Verkleinerung der Kugel — zumal bei positiver Ausstrahlung — einen immer kleineren Theil derselben ein. Bei Ableitung der Kugel dehnt sie sich bei Verkleinerung der Kugel — zumal bei positiver Ausstrahlung — über einen immer grösseren Theil derselben aus. Zur besseren Orientirung mögen einige absolute Bestimmungen folgen. Ich wandte Kugeln von 200, 100, 75 und 25^{mm} an. Von diesen war bei Ableitung der Kugel unter sonst gleichen Verhältnissen etwa $^1/_5$, $^3/_8$, $^2/_3$ und $^3/_4$ der Fläche hell. Bei Ableitung der Spitze war der helle Raum im Maximum vielleicht ein Markstück gross und nahm der Reihe nach bis auf Erbsengrösse ab. In der Structur des Lichtes wirkt die Krümmung der Fläche ähnlich einer Verstärkung des Seidenzeugs, insofern wenigstens, als sie auch die Entstehung der Büschel mehrt. Schon bei zweifacher

Lage von Seidenzeug ist aus diesem Grunde bei kleineren Kugeln eine positive Fläche kaum noch für Schattenbilder zu verwerthen.

Die Schattenbildung weicht namentlich in folgendem Punkte von der früheren ab. Auf ebener Fläche wird der Schatten constant grösser, wenn der Körper der Spitze, und constant kleiner, wenn derselbe der Fläche genähert wird. Zum wenigsten tritt bei Annäherung an letztere, wenn auch zuletzt kaum noch eine Verkleinerung, so doch gewiss keine Vergrösserung ein. Bei einer Kugel kehrt sich diese Regel bis zu einem gewissen Grade um und wird nebenbei je nach Umständen sehr eigenthümlich modificirt. Zunächst findet allemal bei Annäherung an die Kugel in grösserer Nähe derselben eine schwache Vergrösserung statt, und früher und stärker, je kleiner die Kugel ist. Aber auch bei Annäherung an die Spitze findet in grösserer Nähe derselben eine starke Vergrösserung statt, so lange die Kugel abgeleitet ist. Der Punkt, wo das Bild am kleinsten, liegt jedenfalls näher der Kugel, aber nach ihrer Grösse und der Elektricitätsart etwas verschieden. Ganz anders bei Ableitung der Spitze; hier resultirt eine constante Verkleinerung, so lange der Körper der Spitze genähert wird, bei grösseren Kugeln wohl weniger entschieden als bei kleineren, aber sicher schon bei Kugeln von 75^{mm} an. Eine weitere Abweichung documentirt sich darin, dass hier bei seitlicher Annäherung noch früher eine Schattenbildung erfolgt, noch früher als bei ebener Fläche, wo eine solche schon erfolgte, bevor der Mantel des eingebildeten Kegels durchbrochen war. Die Ausbauchung des Strahlengebietes ist hier also grösser, und scheinbar um so grösser, je kleiner die Kugel ist. Dass die peripherischen Strahlen bei einer solchen vorzugsweise grosse Curven beschreiben müssen, lässt sich übrigens schon aus der Mitbeleuchtung der hinteren Fläche schliessen. Hier entsteht denn auch der Schatten zuerst, und rückt dann mehr und mehr auf die vordere Fläche, je mehr wir uns der mittleren Achse nähern. Das seitliche Bild ist in der Regel stark verzerrt, aber wir können es durch eine entsprechende Drehung des Körpers fast unverzerrt erhalten. Nähern wir uns seitlich mehr in Nachbarschaft der Kugel, so erhalten wir das seitliche Bild weniger vollständig, als wenn wir uns in Nachbarschaft der Spitze nähern. Dass sich das Strahlenbündel auch sonst nahe der Spitze gegen eine seitliche Annäherung vorzugsweise empfindlich zeigt, stimmt mit den Erscheinungen bei ebener Fläche überein. Noch eine Abweichung aber möchte ich mit aufführen, wenn es auch möglich ist, dass ich

hier in einer Täuschung befangen bin. Es scheint mir, als ob die peripherischen Verstärkungen bei Kugeln verhältnismässig grössere sind.

So gestalten sich die Verhältnisse bei convexen Flächen. Mit concaven habe ich nur wenige Versuche angestellt. Es fehlten mir metallische Halbkugeln mit der nöthigen Modificirung des Randes, um grössere Ausstrahlungen zu verhüten. Um gleichwohl einige Einsicht zu gewinnen, nahm ich halbkugelförmige Schalen aus Holz, welche eher zu beschaffen waren. Sie zeigten wenigstens, dass sich die Erscheinungen in ihrem Hauptcharakter so gestalteten, wie nach dem Bisherigen zu erwarten war. Die leuchtende Fläche zeigte sich entschieden grösser als an ebener Fläche; bei einem Kugeldurchmesser von 200^{mm} nahm sie die ganze innere Höhlung ein. Schon bei geringerer Entfernung von der Schale wurde der Schatten ausserordentlich gross. Er dehnte sich linear leicht ebenfalls über die ganze innere Höhlung aus. Bei Annäherung nahm derselbe beständig ab, aber scheinbar weniger schnell von dem Momente an, wo der Körper ins Innere der Schale trat.

Statt der ebenen Fläche convexe und concave Cylinderflächen.

Cylindrische Flächen sind leicht zu beschaffen und bieten dem Experimente wieder die Bequemlichkeit, dass sich die Seide ohne Falten anlegen lässt. Daneben haben sie den Vortheil, dass sie bis zu einem gewissen Grade wenigstens die Eigenschaften einer Kugel- und einer ebenen Fläche in sich vereinen. Jedes cylindrisch geformte Blech kann als convexe Elektrode gelten, wenn nur nicht die scharfen Kanten gerade der Spitze zugerichtet sind. Eine concave Elektrode gewinnt man in einem Halbcylinder, dessen Längskanten noch etwas halbrund nach hinten gebogen sind. Die Achse stellt man natürlich senkrecht zur Entladungsstange, an welcher das Stück mit Hilfe einer kleinen Hülse befestigt wird. Die Länge wählt man so, dass, wenn man es mit der Entladungsstange dreht, es noch frei an den Einsaugern der Maschine vorübergeht.

An einer convexen Cylinderfläche bieten sich folgende Erscheinungen dar. Die leuchtende Fläche ist oval und zwar verlängert in der Längsrichtung des Cylinders, und um so mehr, je enger der Cylinder ist. Dieser Form schliesst sich die Gestaltung der Schatten an. In der längeren Richtung der Fläche sind alle verlängert resp.

verstärkt. Der Cylinder liege z. B. horizontal und der Körper sei ein aufrechtes Kreuz (vgl. Fig. 3), dann sind die horizontalen Schattenarme sehr lang und dabei dünn, die verticalen hingegen sind kurz, vielleicht drei- bis fünffach so kurz, und dabei ausserordentlich breit. Drehen wir den Cylinder, so tritt zunächst eine Verzerrung, dann eine theilweise Ausgleichung der Unterschiede, dann eine neue Verzerrung und endlich das umgekehrte Verhältnis ein. Nähern wir das Kreuz bei horizontal liegendem Cylinder nach und nach der Spitze, so tritt folgende, nach Früherem theilweise zu erwartende Modificirung des Bildes ein. Die horizontalen Arme nehmen constant in ihrer Länge zu, in ihrer Breite aber nehmen sie anfänglich ab, um sich später wieder zu verstärken. Die verticalen Arme nehmen constant in ihrer Dicke zu, in ihrer Länge aber nehmen sie anfänglich ab, um sich später wieder zu verlängern. So ist es wenigstens im Durchschnitt; gewisse Abweichungen resultiren je nach der Entfernung der Elektroden, ihrer Ableitung, ihrer Polarität und der Weite der Cylinder.



Fig. 3.

Auch bei einer concaven Fläche ist die Lichtfläche ein Oval, aber diesmal ein solches, welches in der Richtung der Rundung verlängert ist. Die Schatten schliessen sich wieder dieser Gestaltung an, es ist alles nach gedachter Richtung länger resp. verstärkt. Bei Annäherung an die Spitze findet hier aber keine partielle Abnahme, sondern überall nur ein Wachsen der Grösse statt, nur dass sich die auf die Rundung fallenden Arme des Kreuzes vorzugsweise schnell verlängern, wogegen sich die anderen besonders schnell verstärken. Eine concave Fläche darf man, beiläufig bemerkt, nicht zu klein wählen, damit die Lichtfläche vollständig in die Höhlung des Bleches fällt. Man stellt letzteres daneben am besten aufrecht, damit der Körper mit seinem Halter auch ins Innere treten kann.

Es liegt nahe, die Beziehungen, welche sich früher zwischen der Lichtfläche und den Staubfiguren ergaben, auch für gekrümmte Flächen zu verfolgen. Für eine convexe Kugelfläche stände eine Verkleinerung, für eine concave eine Vergrösserung des Staubringes zu erwarten. Auf

einer Cylinderfläche müsste derselbe oval sein; auf convexer verlängert, auf concaver verkürzt in der Richtung der Achse. Kugelförmige Ebonitflächen sind schwerer zu beschaffen als cylindrische; ich habe daher nur an letzteren einige Versuche ausgeführt. Ich beklebte die der Tischplatte zugewandte Seite mit Stanniol, damit sie überall abgeleitet sei. Im Uebrigen verfuhr ich wie früher: ich liess kleine Flaschenentladungen durch eine mit einer Kugel armirte Holzspitze aus einiger Entfernung auf die bestaubte obere Fläche wirken. Ich erhielt auch jedesmal ein Oval, aber jedesmal ein umgekehrtes seiner Verlängerung nach, als nach Obigem zu erwarten war.

Desgleichen einige Flächen von gemischter Form.

Man biege ein Blechstück so, dass es eine längere runde Kante und zwei sich daran schliessende parallele Flächen repräsentirt. Man klemme es so auf die Entladungsstange, dass die runde Kante rechtwinklig der Spitze gegenüber steht. Die Lichtfläche, welche neben der Rundung dann gleichzeitig einen Theil der Flächen beherrscht, ist dann sehr ungleich erhellt. Sie ist vorzugsweise hell an der Rundung, und desto heller, je stärker die Krümmung derselben ist. Dort ist aber auch der Schatten eines Cartonstreifens, welcher der Kante parallel und in Höhe der Spitze liegt, ganz besonders schmal, während er sich sofort verbreitert, sobald man ihn auf eine der beiden Flächen fallen lässt.

Man biege ein Blechstück wellenförmig und stelle die so geformte Fläche der Spitze gegenüber. Man mache die leuchtende Fläche so gross, dass sie mehrere Vertiefungen und Erhöhungen beherrscht. Die Lichtfläche erscheint dann an den erhabenen Stellen heller, mag man die Seide auch noch so genau in die Vertiefungen pressen, und der Schatten eines der Biegung parallelen Streifens wird abwechselnd schmal und breit, je nachdem er Berge oder Thäler passirt.

Wenden wir an Stelle einer grösseren Hohlscheibe eine kleinere, etwa eine solche von 6—9^{cm} an, so ist auch hier die Lichtfläche nicht überall gleich hell, und am wenigsten, je grösser sie ist. Der mittlere Theil ist stets etwas dunkler, und je mehr, je weiter der Rand beleuchtet ist. Der Rand selbst aber ist vorzugsweise hell; hier setzen sich auch am ersten die längeren Büschelfäden an. Daher kommt es denn auch, dass die Schattenbilder auf solcher Scheibe sehr wesentlich von jenen auf ebener Fläche differiren. Schon bei axialer Lage fällt

die peripherische Verstärkung mehr und mehr fort, oder schlägt eventuell sogar in eine Verjüngung um. Aus axialer Lage verschoben liefert der Körper im Ganzen kein vergrössertes, sondern eher ein verkleinertes Bild. Trifft das Bild aber den Rand, so ist es sicher am kleinsten, also am kleinsten wieder dort, wo die grössere Helligkeit dominirt.

Allgemein scheint also einer grösseren Helligkeit d. h. einer schnelleren Bewegung eine verringerte Schattengrösse zu entsprechen.

Die Doppelschatten bei Anwendung zweier Flächen als Elektroden.

Stellen wir einer ebenen Fläche eine sehr kleine Kugel gegenüber, so ist schon die Lichtfläche auf jener kleiner, als wenn eine Spitze die Kugel vertritt. Noch kleiner wird sie, wenn wir eine grössere Kugel wählen, und successive kleiner, je grösser dieselbe ist. Aber auch auf der Kugel entsteht gleichzeitig eine Lichtfläche, und zwar bei kleineren Kugeln, wenn dieselben auch gar nicht mit Seide überzogen sind, vielleicht besser sogar als mit Seide, während grössere Kugeln, namentlich als negative Elektrode, gedachten Ueberzuges bedürfen. Auch die Lichtfläche der Kugel nimmt mit Grösse derselben ab, absolut betrachtet sowohl, als auf die gesammte Fläche bezogen. Zwei leuchtende Flächen erhält man aber auch sonst bei Gegenüberstellung von Flächenelektroden von dieser oder jener Form, wenn man sie eventuell entsprechend mit Seide bedeckt, desgleichen für eine geeignete Strömung, für den richtigen Abstand und die richtige Ableitung sorgt. Zum wenigsten ist dies bei Kugeln verschiedener Grösse, bei einer grossen und einer kleinen Hohlscheibe, sowie bei zwei kleinen Hohlscheiben der Fall. Für zwei grosse Hohlscheiben habe ich es bis jetzt nicht constatiren können, weil mir nur eine dergleichen zu Gebote stand. So bequem als bei Anwendung einer Spitze ist freilich das Experimentiren mit doppelseitigen Flächenelektroden nicht. Das Glimmlicht schlägt leicht in Büschelentladungen um, zumal wenn die negative die kleinere Fläche ist. Charakteristisch ist, dass auch das Glimmen sehr häufig durch einen momentanen, fast funkenähnlichen Büschel eingeleitet wird.

Aber auch die leuchtenden Flächen sind keine homogenen, sie werden beständig von wolkenähnlichen Verdunkelungen überzogen. Die Wolken der einen mögen dadurch entstehen, dass in der anderen

die bevorzugten Ausstrahlungspunkte wechseln, vielleicht aber auch dadurch, dass die einander begegnenden Moleküle sich bald hier bald dort dichter zusammendrängen und stören. Jedenfalls dürfte, während bei Anwendung einer Spitze voraussichtlich eine Bewegung der Moleküle vorzugsweise nur in einer Richtung erfolgt, im vorliegenden Falle eine zweifache entgegengesetzte Bewegung und in dieser eine partielle Ausgleichung resultiren. Wunderbar bleibt es freilich, dass gedachte Ausgleichung keine universelle ist, dass nicht alle Moleküle, ihre Elektricitäten ausgleichend, auf einander prallen und sich hemmen. Dass dies nicht der Fall, beweisen freilich die beiden leuchtenden Flächen nicht an und für sich, wohl aber die Erscheinungen, welche ich gleich näher erörtern will. Es müssen also die beiderseitigen Bewegungen doch derartig differenzirt sein, dass sie die Moleküle eher von einander als auf einander treiben.

Bringen wir einen Gegenstand zwischen beide leuchtenden Flächen, so ereignet sich, was ich schon in meiner ersten Mittheilung flüchtig besprach. Es bildet sich ein Schatten auf beiden Flächen, so weit dieselben eben nicht von Wolken durchzogen sind. Stellt man den Körper mehr in die Mitte, so sind beide Schatten zugleich da, in den meisten Fällen aber von sehr ungleichen Dimensionen. Der auf positiver Fläche ist länger und breiter, d. h. das Bild ist nach allen Richtungen verstärkt. Nähert man den Körper mehr der einen, so wird nach und nach der Schatten auf der anderen Fläche kleiner, bis er vollständig erlischt. Der andere Schatten hingegen wird allemal grösser, es sei denn, dass man mit einer grösseren Hohlscheibe operirt. Steht einer solchen eine grosse Kugel gegenüber, so nimmt der Schatten der Scheibe bei Annäherung an diese ebenfalls zu; steht jener indessen eine kleine Kugel gegenüber, so nimmt der Schatten bei gleicher Annäherung wie bei Wirkung einer Spitze ab. An beiden Schatten treten peripherische Verstärkungen, wenn überhaupt, nur in sehr verringertem Maasse auf. Bei Gegenüberstellung zweier kleinerer Hohlscheiben zeigt sich die Mitte der Lichtflächen in bevorzugter Weise dunkel. Man erhält hier schwer nur ein Schattenbild, leichter in Nähe des Randes, wo es freilich kleiner erscheint. Ueberhaupt aber zeigen sich alle Schatten für gewöhnlich so wenig constant als die leuchtenden Flächen selbst.

Bei einem seidenen Schirme zwischen Spitzenelektroden.

Zu dieser in meiner ersten Mittheilung in zweiter Linie empfohlenen Versuchsform möchte ich noch folgende ergänzende Bemerkungen machen.

Ist einer der Pole abgeleitet, so ist die leuchtende Fläche klein; nimmt man die Ableitung fort, so wird sie plötzlich sehr gross. Die vergrösserte ist auch hier stark nach vorn verschoben, und wohl stärker als sonst, da die Glasscheibe hier auf beide Strahlenbündel wirkt. Deshalb tritt eine peripherische Verstärkung der Schatten auch hier ganz besonders an der vorderen Seite der Lichtfläche hervor, so dass ein Schattenkreuz, wenn es auch sonst eine centrale Lage hat, an seinem vorderen Arme vorzugsweise umfangreich erscheint.

Haben wir reine Seide, so ist der Eindruck derselbe, ob der beschattende Körper vor oder hinter dem Schirme steht. Etwas grösser ist bereits der Unterschied, wenn wir ein Papierstück innerhalb der Seidenlage verbergen. Bei einem Stanniolstück dürfen wir einen Schatten nur an der beschatteten Seite suchen, aber können jede Seite für sich beschatten lassen, hier bei positiver, dort bei negativer Elektricität.

Aber auch bei reiner Seide können wir vor jede Spitze einen besonderen Gegenstand stellen und so gemischte Bilder erzeugen. Hierbei treten einige nicht uninteressante Erscheinungen auf, welche zeigen, wie sehr die jenseitigen Strahlen auf die diesseitigen reagiren. Stellen wir dort etwa einen Cartonstreifen horizontal und hier einen solchen senkrecht, so dass die Spitze dieses noch etwas unterhalb des anderen liegt, so hat der horizontale Schatten dort eine Wölbung nach oben, wo ihn der senkrechte trifft. Durch seitliches Verschieben des dem letzteren angehörigen Streifens rückt gedachte Wölbung wellenförmig in dem oberen Schatten fort. Sehr hübsch zeigt sich die beiderseitige Abstossung der Schatten noch in einem anderen, ebenso einfachen Versuche. Man stelle vor beide Spitzen je einen schmalen Cartonstreifen senkrecht. Man wird dann nie erreichen können, dass sich die beiden Schatten vollständig decken. Lässt man den einen dem anderen nahe treten, so weicht dieser anfangs ein wenig aus und hüpft dann plötzlich über den anderen fort.

Auch in dieser Versuchsform zeigt sich das Crookes'sche Lichtkreuz als Nachwirkung eines Schattenkreuzes, aber doch in etwas anderer Weise als sonst. Zunächst heller als zwischen Spitze und Hohlscheibe, aber dann auch insofern anders, als es hier ausnahmslos erfolgt. Dort zeigte es sich nur bei negativer Spitze; hier ist es gleich,

ob wir den Körper vor diese oder jene Spitze stellen, was freilich darin seine Erklärung findet, dass auch das Schattenbild nicht an gedachte Stellung gebunden ist. Die frühere Darstellungsweise hat aber doch einen Vortheil. Dort können wir den Effect auch dadurch erzeugen, dass wir nur die Scheibe drehen, ohne den Körper verrücken zu müssen, wenn es sich darum handeln sollte, den Einwand zu beseitigen, dass die fragliche Wirkung nur eine subjective Erscheinung sei.

IV.

Die Wirkung verschiedener Seidenstoffe.

Ich habe bisher die Beschaffenheit der Seide weniger beachtet, weil einige Stoffe, welche ich zufällig besass, gut wirkten und keine grossen Unterschiede der Wirkung zeigten. Neuerdings kam ich in Besitz eines Stoffes, welcher sich wesentlich anders verhielt. Seitdem schien es mir wünschenswerth, eine grössere Reihe verschiedener Stoffe auf ihre Wirkungen genauer zu prüfen.

Hierbei hat sich ergeben, dass es keineswegs genügt, wenn die Seide rein d. h. frei von Baumwolle oder anderen mehr oder weniger leitenden Beimischungen ist. Es gibt vollkommen reine Seide, mit welcher doch eine negative Lichtfläche nur mangelhaft und eine positive fast gar nicht herstellbar ist. Dies betrifft namentlich die sog. rohe Seide, oder wenigstens diejenigen Sorten derselben, welche sich rauh und hart anfühlen oder mehr oder weniger unbiegsam sind. Aber auch bei anderer Seide als der rohen scheint Glätte und Weichheit das wesentlichste Erfordernis für die Gewinnung einer guten Lichtfläche zu sein. Hiernach kommt es auf die Structur des Gewebes an: ein feines und dichtes Gewebe gibt allemal ein schöneres Licht als Stoffe von mehr grobem oder losem Gefüge. Hiernach handelt es sich um die Appretur und theilweise auch um die Farbe; beides ist nachtheilig mit Ausnahme gewisser Farben z. B. der weissen, mit der ich nur gute Wirkungen erzielte. Bemerken möchte ich noch, dass ich bei allen mehr oder weniger ungeeigneten Stoffen eine bevorzugte Untauglichkeit für die Gewinnung einer positiven Lichtfläche angetroffen habe.

Aehnlich wie die oben gekennzeichneten Sorten der rohen Seide verhält sich Halbseide, d. h. Seide, welche in grösserem oder geringerem Umfange mit Baumwolle vermischt ist. Leider wird heutigen Tages dergleichen Seide häufig für reine Seide verkauft, und es ist nicht

Jedermanns Sache, sich von der Verfälschung durch den blossen Anblick zu überzeugen. Es mag daher nicht überflüssig sein, auf einen kleinen Kunstgriff aufmerksam zu machen, durch welchen man sich leicht vor Ankauf der Waare von deren Echtheit überführen kann. Man löse zwei Fäden ab, einen von der Längs- und einen von der Breitenseite des Stoffes, und entzünde das eine Ende mit einem Streichhölzchen, während man die Fäden in wagerechter Lage hält. Reine Seide erlischt nach einmaligem Aufflammen, wie thierisches Haar, wogegen Baumwolle oder mit Baumwolle gemischte Seide noch successive weiter glimmt.

Nach diesen Andeutungen dürfte man im Allgemeinen wohl in der Lage sein, einen Seidenstoff so auszuwählen, wie er für die vorliegenden Versuche taugt. Ich möchte jedoch noch eine grössere Sicherheit bieten, da mir selbstredend daran liegt, dass Jeder die Erscheinungen so wiederfindet, als sie von mir beschrieben wurden. Ich will daher gewisse Stoffe, welche ich besonders wirksam gefunden, dadurch genauer bezeichnen, dass ich ihre Bezugsquelle und ihre kaufmännische Bezeichnung nenne. Es sind die in der bekannten Seidenwaarenfabrik von Heese in Berlin (Alte Leipzigerstr. Nr. 1) unter folgender Charakteristik gangbaren Sorten: 1. Weiss Marceline (0,67^{m} breit à Meter 2,80 *M.*); 2. Weiss Taffet (0,54^{m} breit à Meter 4,50 *M.*); 3. Ungefärbte Tussahseide (0,90^{m} breit à Meter 4,25 *M.*). Ich bemerke hierzu, dass der erste Stoff mit demjenigen fast identisch ist, auf welchen sich die im Anfang meiner dritten Versuchsreihe beschriebenen Glimmerscheinungen beziehen, dass der zweite Stoff so dick und so dicht ist, dass er schon bei einfacher Lage fast gleiche Erscheinungen als der erste bei vierfacher Lage bietet, dass der letzte Stoff im Allgemeinen dem ersten ähnlich wirkt, nur dass er eine etwas hellere, aber seines gröberen Gefüges halber weniger homogene Lichtfläche gibt. Da von jedem Stoffe im Uebrigen $^{1}/_{4}{}^{m}$ schon genügt, so möchte ich des Unterschiedes halber fast rathen, alle drei genannten Stoffe zu versuchen.

Einige weitere Bemerkungen für die Praxis.

Es mögen hier gleich einige allgemeinere Bemerkungen folgen für denjenigen, welcher die Versuche wiederholen will, oder für den Mechaniker, welcher die betreffenden Hilfsapparate liefern soll.

Ich habe wiederholt gefunden und ich finde mehr und mehr, je häufiger ich während der Tageszeit experimentire, dass die Erschei-

nungen nach Verdunkelung des Zimmers anfangs sehr schwierig wahrzunehmen sind. Erst nach und nach d. h. etwa nach Verlauf von Minuten tritt die leuchtende Fläche mit ihren partiellen Verdunkelungen in ausreichender Schärfe hervor. Der Grund liegt natürlich in der durch das vorausgegangene Tageslicht geschwächten Empfindlichkeit unseres Auges, zu deren Auffrischung es je nach Umständen zuvor eines längeren oder kürzeren Verweilens in der Dunkelheit bedarf. Während der Abendzeit bin ich einer derartigen Schwierigkeit kaum je begegnet, weil die abstumpfende Wirkung des Lampenlichtes natürlich eine ungleich schwächere ist.

Das Seidenzeug wendet man am besten in Form von Streifen an, welche 20—25^{cm} breit und so lang sind, als die jedesmalige Breite des Stoffes ist. Man kann es dann nach Wunsch leicht zusammenlegen und wieder entfalten, je nachdem man die Wirkung einer dünneren oder dickeren Lage prüfen will. Den nicht benutzten Theil lässt man beliebig hinter der Scheibe herabhängen und die Ecken des benutzten beliebig die ebene Fläche derselben überragen. Bei der Zusammenfaltung aber muss man scharfe Kniffe vermeiden, damit man den Streifen nicht immer genau wieder in die früheren Falten zu legen braucht.

Um denselben Streifen auch als Schirm zwischen zwei Spitzen anwenden zu können, möchte ich folgendes Arrangement zur Befestigung desselben empfehlen. Auf einem viereckigen Balken von Eisen, welcher etwas länger als der Streifen breit ist, erheben sich zwei dünne Ebonitsäulen so hoch, dass sie noch etwas die zu erwartende leuchtende Fläche überragen. Ihre Köpfe sind durch einen schmalen Streifen Ebonit mit einander verbunden, und auf diesem hängt man die Seide in ein- oder mehrfacher Lage auf. Unten wird dieselbe zwischen zwei ähnlichen, aber beweglichen Streifen gehalten, indem man die gemeinsamen Enden letzterer mit dünnen Gummiringen armirt. Zur Anspannung genügt es, wenn auf den Ebonitsäulen zwei stärkere Gummiringe mit an ihrem unteren Ende befindlicher Nute verschiebbar sind. Wollte man zur Befestigung der Seide den früher gedachten grösseren Ebonitring in Anwendung bringen und doch denselben Stoff auch für die Versuche mit der Hohlscheibe disponibel haben, so müsste man jenem noch einen zweiten, aber beliebig dünneren Ring nebst zwei federnden Ebonitklemmen beigeben, um das Zeug so einspannen zu können. Der dickere Ring müsste fest auf

einem Ebonitstabe sitzen, der seinerseits am besten durch einen cylindrischen Eisenklotz getragen würde.

Zur bequemen Haltung und Verschiebung der schattengebenden Körper empfehle ich gleichfalls dünne Ebonitstäbe, welche an cylindrischen Eisenklötzen befestigt sind. Speciell Eisen empfehle ich mit Rücksicht auf den Preis, und allgemein Metall deshalb, damit der Fuss bei grösserem Gewicht möglichst wenig umfangreich sei. Es handelt sich nämlich darum, dass man diese Stative sammt dem obigen gegenseitig möglichst nähern könne, wenn man die Erscheinungen nach verschiedenen Richtungen untersuchen will. Um eventuell noch weiter nähern zu können, als eine centrale Lage der Stange gestatten würde, dürfte neben der centralen Oeffnung noch eine zweite nahe der Peripherie an ihrem Orte sein. Die Stangen aber würden aus diesem Grunde, und auch sonst aus mancherlei Rücksichten, am besten konisch oder mit einem kurzen Gewinde einzusetzen sein. Die untere Fläche des Fusses wähle man glatt, aber ein wenig hohl, damit derselbe ohne zu wackeln leicht hin und her geschoben werden könne. Sollte auf dem Brette der Maschine für gedachte Verschiebung ein Hindernis sein, so müsste dieses durch eine besondere Unterlage resp. Ueberlage beseitigt werden. Wünschenswerth sind zwei Klötze und vier Stäbe. Von letzteren mögen zwei etwas über die Entladungsstangen hinausreichen, während zwei am besten einige Centimeter unterhalb derselben bleiben. Alle haben an ihrem oberen Ende einen Schlitz, welcher ein wenig federnd wirkt, damit man Cartonstreifen, Ebonitstreifen oder auch Drähte einklemmen kann.

Keiner Influenzmaschine sollte eine grössere Hohlscheibe und eine grössere Kugel fehlen, weil sie, von den vorliegenden Versuchen abgesehen, auch zu anderen Lichterscheinungen nöthig sind. Aber auch zwei kleinere Scheiben sind neben den vorliegenden Versuchen sehr gut zu manchen Anziehungs- und Abstossungserscheinungen zu gebrauchen. Ausser diesen empfehle ich zwei Cylinderelektroden, von etwa 1 und 4^{cm} Weite, ihrer eigenthümlichen Schatten halber und weil sie verhältnismässig billig zu beschaffen sind. Mit einer Spitzenelektrode ist wohl ohnehin jede Influenzmaschine bedacht; aber nicht immer hat die Spitze die für den vorliegenden Zweck richtige Form. Sie muss scharf genug sein, dass der seidebedeckten Hohlscheibe gegenüber kein Büschel, sondern eben nur ein Glimmpunkt entsteht.

Mehr als bei anderen Versuchen wird man für den vorliegenden Zweck das Bedürfnis fühlen, den Strom der Maschine umzukehren, um die Erscheinungen beim Wechsel der Polarität mit einander zu vergleichen. Ich möchte deshalb auf einen kleinen Kunstgriff verweisen, welcher sicherer als die bekannten Maassnahmen den fraglichen Wechsel zur Folge hat. Es genügt nämlich nicht allemal, wenigstens bei trockener Luft nicht, die Belegungen zu berühren, oder die feste Scheibe um 180° zu drehen. Geschieht aber das Letztere, während man zugleich die rotirende Scheibe ein wenig zurücktreibt, so wird bei Wiederaufnahme der regelrechten Bewegung die Polarität sicher gewechselt sein.

Wie anderes Material an Stelle der Seide wirkt.

Wenn auch von vorn herein überzeugt, dass eine gute Lichtfläche eher durch Seide als durch anderweitige Stoffe zu gewinnen sei, schien es mir doch nicht überflüssig zu untersuchen, wie sich solche, sei es an und für sich, sei es in gewisser Weise präparirt, verhalten würden.

Ich wandte zunächst Zeuge an, nämlich Leinwand, Wolle und Baumwolle, fand aber das Glimmlicht so schwach, dass es theilweise kaum wahrnehmbar war. Hiernach benutzte ich Schreibpapier mit gleich schlechtem Erfolge: ich konnte weder bei einfacher noch sehr vervielfältigter Lage kaum einen Lichtschein gewinnen. Gleichwohl blieben diese Stoffe, wenn auch nicht gleich stark wie Seide, so doch mit grosser Kraft gleichfalls an der Hohlscheibe kleben. Ein doppeltes Buch Papier z. B., ein Gewicht von fast anderthalb Pfunden, wurde solchergestalt durch die elektrische Anziehung getragen.

Wesentlich anders verhielt sich das sog. Seidenpapier. Es bewährte sich so gut, dass ich es im Nothfalle statt der Seide empfehlen kann. Man muss jedoch eine 6—8fache Lage verwenden, wenn man eine Lichtfläche von genügender Helligkeit erreichen will. Man braucht hierzu nur etwa einen Bogen, welcher in Weiss etwa einen Pfennig kostet, so dass der Versuch ein äusserst billiger ist. Die gute Wirkung gedachten Stoffes veranlasste mich zu versuchen, ob nicht noch in anderer als der früher beschriebenen Weise eine Fixirung der Bilder zu gewinnen sei. Ich bestrich das oberste Papierstück mit Jodkalium-Kleister in der Hoffnung, dass die Lichtfläche durch Färbung hervortreten und eine etwa beschattete Stelle ungefärbt bleiben würde.

Es trat jedoch eine allgemeine Färbung der Papierfläche ein, voraussichtlich weil der Stoff bei solchem, wenn auch vorher getrocknetem, Anstriche nicht mehr isolirend genug ist.

Ich versuchte hierauf, wie sich ein Blatt Schreibpapier verhalten würde, wenn dasselbe mit Hilfe einer feinen Nadel durchlöchert war. Ich stach einen Namenszug hinein und fand denselben leuchtend. Ich durchlöcherte es ganz und konnte solchergestalt eine vollkommen leuchtende Fläche gewinnen. Auf derselben traten ähnlich wie auf anderen leuchtenden Flächen die Schatten etwaiger interpolirter Gegenstände hervor. Aber nur dann gewann ich Licht, wenn die von der Nadel zuerst berührte Papierfläche d. h. die mehr glatte Fläche der Spitze zugekehrt war. Dies stimmt mit der obigen Wahrnehmung, dass auch Seide um so leuchtender wird, je glatter dieselbe ist. Aller Wahrscheinlichkeit nach darf also an der leuchtenden Fläche, damit sie eben leuchte, womöglich keine Ausstrahlung erfolgen. Alle Lichtmoleküle, welche von der Spitze ausgehen, müssen erst vollständig die Fläche berühren und nicht früher schon ihrer Ladung verlustig gehen. Wieder anders verhielt sich ein durchlöchertes Papierstück inmitten zweier Spitzen. Hier fand überhaupt keine Beleuchtung desselben statt. Wohl aber zeigte sich eine solche wieder an der glatten Fläche, sobald ich ein zweites nicht durchlöchertes an die andere Fläche hielt.

Ein dünner Isolator, Wachstaffet, Gummi oder Guttapercha, haftet natürlich besonders fest an der Hohlscheibe, ohne dass vorläufig irgend eine Lichterscheinung entsteht. Sehr bald jedoch wird derselbe an irgend einer Stelle unter Begleitung eines strahlenförmigen Funkenbildes durchbrochen. Hiernach entströmt der Oeffnung ein büschelartiges Glimmen. Ein gleiches erhält man, wenn man den Stoff von vorn herein mit einer feinen Nadel durchsticht. So hergestellte Zeichnungen oder leuchtende Flächen sind heller als jene, welche durch Nadelstiche auf Papierstücken gewonnen werden. Die Elasticität gedachter Stoffe bewirkt aber noch ein Anderes, sie bewirkt, dass beide Flächen annähernd gleich glatt erhalten bleiben. Deshalb leuchten hier auch beide Flächen gleichmässig, ob die eine oder die andere der Spitze zugewendet wird. Zwischen zwei Spitzen bietet ein so präparirter Stoff desgleichen ohne weiteres beiderseits eine leuchtende Fläche dar.

Zwei neue eigenartige Lichterscheinungen.

Die geringen Kosten grösserer Mengen Seidenpapier veranlassten mich, die Structur der Glimmfläche in ihren weiteren Veränderungen zu verfolgen, d. h. bei dickerer Lage des Stoffes, als ich dies mit dem vorhandenen Vorrath an Seide bewirken konnte. Bei dieser Gelegenheit stellten sich zwei Erscheinungen ein, welche zwar nur lose den sonst in Rede befindlichen Gegenstand berühren, aber so hübsch sind, dass ich sie, im Hinblick zugleich auf ihre leichte Darstellungsweise, ausführlicher beschreiben möchte.

Ich bemerkte ehedem, dass bei 8—12facher Seidenlage die Glimmfläche nur noch eine kleine Zahl hell leuchtender Punkte erkennen lasse, an deren jedem wieder ein büschelartiger Auswuchs und gewissermassen als Hintergrund eine schwächer leuchtende Scheibe zu unterscheiden sei. Ich bemerkte zugleich, dass letztere Eigenthümlichkeiten in besonderem Grade einer positiven Fläche angehören.

Indem ich nun statt der Seide ein ganzes Buch Seidenpapier verwandte, immer je 6 Bogen dreifach zusammenlegend, so dass ich fast eine 200fache Lage gewann, wurden die hellen Punkte immer vereinzelter, bis zuletzt nur einer blieb, während der Büschel, desgleichen der lichtärmere Hintergrund immer grössere Dimensionen gewannen. In beiden Erscheinungen, jener bei positiver und jener bei negativer Fläche, traten alsdann folgende charakteristische Einzelheiten hervor.

Bei positiver Fläche präsentirte sich auf der Papierwand eine grosse Lichtscheibe, 10—12^{cm} gross, aus scheinbar Hunderten feiner radial verlaufender Linien aufgebaut. In ihrem Centrum aber zeigte sich eine ungleich hellere Scheibe, 2^{cm} gross, aus einer geringeren Zahl mehr funkenartiger Lichtfäden construirt. Aus der Mitte der letzteren trat ohne merklichen Stiel in dicken mehrfachen Strähnen mit reichhaltigen Verästelungen ein Büschel heraus. Bei negativer Fläche boten sich viel kleinere Scheiben und zeigten sich zugleich von weniger homogener Structur; ihre Lichtlinien waren weniger zahlreich und weniger gleichförmig über die Papierfläche vertheilt. Der Büschel, welcher diesmal der Mitte entsprang, war besonders dicksträhnig, aber nur höchst selten mit Nebenzweigen versehen. Weitere Unterschiede bot ein Vergleich der Ausläufer beider Büschel d. h. der letzten Enden der einzelnen Hauptstämme oder deren Zweige. Während sie beim

positiven in bekannter Weise immer feiner wurden, zeigten sie sich beim negativen kolben- oder richtiger besenartig verstärkt. Aehnliche Endverstärkungen zeigt wohl auch, wie ich vor Jahren hervorhob, der negative Büschel mit langem Stiel[1]); so auffällig aber habe ich sie niemals an diesem beobachten können. Genauer betrachtet liessen übrigens auch die Ausläufer der Lichtfäden der beiderseitigen Flächengebilde analoge Unterschiede erkennen.

Die Erscheinungen treten nicht immer gleich so auf, wie ich sie beschrieben. Das Papier muss womöglich erst an einer Stelle wiederholt durchbrochen sein. Man erreicht dies einfach dadurch, dass man, nachdem die Papiermasse bereits haftet, die Spitze zunächst auf kurze Zeit in geringe Entfernung von derselben bringt. Aber auch sonst mögen die Erscheinungen hier und da Abweichungen zeigen; sie variiren sehr mit der Dicke der Papierschicht, desgleichen mit der Entfernung der Elektroden. Auch sind sie von mancherlei Nebenerscheinungen begleitet, welche ich an dieser Stelle nicht weiter ausführen will. Nur eines Punktes möchte ich noch Erwähnung thun, der successiven Abstufung des Tones, wenn man nach und nach dickere Lagen in Anwendung bringt. Derselbe fällt mehr und mehr, bis man am Ende die einzelnen Stösse der beim Ausbruche sich folgenden Büschel unterscheiden kann.

Die beiden Lichtflächen liefern diesmal keine Schattenbilder. Dies liess sich nach Früherem schon aus der grossen Ausdehnung der Büschelfäden erwarten, aber auch sonst nach der Art ihrer Entstehung, da sie gewissermassen nur als ein secundärer Effect der Ausstrahlung zu betrachten sind. Die Fläche ladet sich durch Ausstrahlung der Spitze und entladet sich ebenso, wie sich die noch unterwegs befindlichen Luftmoleküle entladen. Dort ist es eine Entladung in der Ebene, hier im Raume; dort präsentirt sich die Erscheinung flach, hier in körperlicher Gestalt. Dass beide Entladungsweisen in der That mehr oder weniger identisch sind, beweist der Umstand, dass sich die Luftgebilde aufs innigste an die Flächengebilde schmiegen.

Mögen die Erscheinungen selbst auch kein grösseres theoretisches Interesse bieten, so scheint mir doch die Thatsache von Werth, dass man durch allmähliche Verstärkung der isolirenden Schicht das Glimmlicht nach und nach in eine vollständige Büschelentladung

1) Pogg. Ann. Bd. 156 S. 494.

überführen und selbst einer ebenen Fläche grosse positive sowohl als negative Büschel entlocken kann.

Das Strahlenbündel gehemmt, eingeschlossen und getheilt.

Wenn, wie ich angenommen, bei geringerer Geschwindigkeit der Luftmoleküle durch interpolirte Körper eine grössere Ablenkung erfolgt, so liess sich vermuthen, dass man auch dadurch grössere Schatten gewinnen müsse, dass man dem Strahlenbündel irgend ein Hindernis präsentirt. Um dies festzustellen nahm ich einen Schirm von feiner Seidengaze, so fein, dass drei Maschen etwa auf 1^{mm} fallen mochten, und stellte ihn so, dass die Moleküle zunächst ihn und dann den schattengebenden Körper passiren mussten. Was ich entscheiden wollte, liess sich indessen nicht entscheiden. Die fragliche Vergrösserung fiel bei den nothwendig auf einander folgenden Vergleichen nicht deutlich genug in die Augen. Wohl aber stellte sich in Ansehung der Lichtfläche eine eigenthümliche Wirkung des Schirmes heraus, welche ich gar nicht erwartet hatte. Die Lichtfläche wurde entschieden grösser durch den Schirm, wenn die seidebedeckte Scheibe die negative Elektrode war, während sie von gleicher Grösse blieb, oder eher verkleinert wurde, wenn negative Elektricität der Spitze entströmte.

Dies veranlasste mich weiter zu untersuchen, ob die freie Elektricität der Spitze vielleicht gleichfalls bei beiden Elektricitäten eine ungleiche Beeinflussung erleiden möchte. Ich verfuhr hierbei ähnlich, wie ich es in meiner letzten Mittheilung beschrieben, und fand wirklich, dass vorzugsweise nur die freie positive Elektricität wuchs. Dies stimmte mit der ersteren Wahrnehmung, sofern grösserer Dichtigkeit eine grössere Divergenz der Strahlen und somit eine vergrösserte Lichtfläche zukommen musste. Hiernach scheint es denn fast, als ob die Gaze in gedachter Form ein Medium von unipolarer Leitungsfähigkeit sei, da sie den Durchgang der positiven Elektricität d. h. der positiv elektrisirten Luftmoleküle mehr als der negativen hemmt.

Von einem anderen Gedanken geleitet suchte ich die Wirkung eines das Strahlenbündel einschliessenden Glascylinders zu erproben. Es war ja möglich, dass der Mangel peripherischer Verstärkungen bei den Schattenbildern im Vacuum mit der Form der hierfür üblichen Apparate zu verdanken sei. War dies der Fall, so musste sich auch in gewöhnlicher Luft durch Einengung der Strahlen zum wenigsten

eine Verringerung bewirken lassen. Ich wandte für diesen Zweck einen Cylinder an, welcher bei 15cm Länge eine Weite von 3½cm besass. Ich legte ihn auf zwei isolirende Stützen, das eine Ende nahe der Hohlscheibe, während ich in das andere die Spitze treten liess. Ich untersuchte zunächst seine Wirkung auf die Lichtfläche. Ich gewann letztere etwas grösser als die Oeffnung, und sie wuchs noch, wenn ich den Cylinder weiter entfernte. Aber nur bei positiver Spitze gewann ich leicht eine Lichtfläche, bei negativer schien die Ausstrahlung in bevorzugter Weise gehemmt. Das Letztere trat namentlich hervor, als ich die Spitze ableitete, denn nun war bei negativer Ausstrahlung überhaupt keine Lichtfläche mehr zu gewinnen. Bei Neigung der Röhre wurde die Lichtfläche oval, wie wenn die Spitze selbst schräge gestellt wäre. Ich befestigte nun ein Cartonkreuz in der Röhre so weit von der Spitze, dass es für sich allein sehr bedeutende peripherische Verstärkungen gab. In der Röhre lieferte es solche nun zwar auch, aber entschieden geringere als sonst, selbst wenn die Lichtfläche auf dieselbe Grösse verkleinert war.

Ich wiederholte dieselben Versuche mit einer längeren und engeren Röhre, einer solchen von 20cm Länge und nur 3cm Weite. Hier konnte ich bei negativer Spitze überhaupt keine Lichtfläche mehr erzeugen, wenn ich jene nicht sehr weit in die Röhre hineintreten liess. Man muss also wohl annehmen, dass die Glashülle wirklich für das negative Strahlenbündel eine ganz besondere Störung involvirt. Die negative Lichtfläche war diesmal gleich der Oeffnung, und sie wurde auch nicht grösser, wenn ich den Abstand der letzteren von der Scheibe wachsen liess. Ich dachte daran, dass man auf solche Weise für gelegentliche Zwecke wohl am besten ein Bündel paralleler Strahlen gewinnen könne. Als ich ein Cartonkreuz in die Röhre brachte, trat die Abnahme der peripherischen Verstärkungen in Folge der Einschliessung noch deutlicher als früher hervor. Ihr absoluter Mangel in dem bekannten Crookes'schen Apparate dürfte übrigens neben anderen Ursachen auch darin begründet sein, dass das Metallkreuz in grösserer Entfernung von der Spitze steht.

Noch eine andere Frage interessirte mich bei der Anwendung gedachter Röhren, wie sich nämlich in diesem Falle die seitliche Annäherung eines Gegenstandes verhalten würde. Bei Annäherung des Fingers resultirt sonst, wie ehedem hervorgehoben, eine Abstossung. Als ich jetzt der engeren Röhre den Finger näherte, fand entschieden

eine Anziehung der Strahlen statt. Die Lichtfläche konnte sich hier freilich nicht verrücken, aber der Schatten des Cartonkreuzes neigte sich vollständig nach der betreffenden Seite hin. Die weitere Röhre verhielt sich hierin mehr indifferent. Beide Röhren mussten übrigens lackirt sein, wenn sie sich so, wie ich überhaupt angab, verhalten sollten.

Um das Strahlenbündel zu theilen, hatte ich früher schon Versuche mit einem Cartonschirm angestellt, in welchem sich zwei Löcher befanden. Stellt man einen solchen — die Löcher müssen verhältnismässig gross sein — zwischen Spitze und Scheibe, so zeichnen sich zwei Lichtflächen auf derselben ab. Stellt man dann noch einen Gegenstand vor der Spitze auf, so findet man den Schatten nicht etwa verdoppelt, sondern halb auf der einen, halb auf der anderen Fläche. Ich versuchte nun, ob sich nicht mit drei kürzeren nach Art eines akustischen Interferenzapparates zusammengefügten Glasröhren ein Gleiches erreichen lasse. Es ergab sich, dass sich das Bündel auch hier theilte, und dass jeder Theil die an einem in der Hauptröhre befindlichen Körper empfangenen Eindrücke unverändert weiter trug.

Der Schatten, welchen eine Elektrode durch ihre eigene Gestalt wirft.

Ich will im Folgenden nicht von jenen durch mehrfache Ausstrahlungen zu erzeugenden combinirten Lichtflächen reden, welche ich in meiner ersten Mittheilung beiläufig besprach. Es soll sich vielmehr wieder nur um ein einziges Strahlenbündel handeln, welches aber durch Formänderungen der ihm zugehörigen Elektrode umgestaltet werden soll.

Steht eine gewöhnliche Spitze der seidebedeckten Hohlscheibe gegenüber, so hat die Lichtfläche — wenigstens bei Ableitung der Spitze — eine kreisrunde Gestalt. Anders, wenn wir eine Spitze so herrichten, dass ihr Querschnitt selbst keinem Kreise mehr entspricht. Am leichtesten kann man sich hiervon überzeugen, wenn man ein Blechstück als Elektrode benutzt, so dass der Scheibe eine der Ecken gegenüber steht. Man schneidet es am richtigsten dreieckig und rundet die beiden Ecken, welche nicht wirken sollen, so gut als thunlich ab. Man klemmt es in einen Kork oder besser in eine federnde Hülse aus Metall, welche man ihrerseits auf die Entladungsstange steckt. Je

stumpfer man alsdann den fraglichen Winkel macht, um so mehr gewinnt die Lichtfläche eine elliptische Gestalt, wobei sich die längere Achse des Bildes stets senkrecht zur Ebene des Blechstückes stellt.

Wählt man den Winkel allzustumpf oder stellt eine Rundung der Scheibe entgegen, sei es ein rundes Blechstück mit seiner scharfen Kante oder einen rundlich gebogenen Draht, so bleibt der Versuch nicht mehr so rein, weil man anstatt eines Ausstrahlungspunktes dann leicht deren mehrere oder eine Ausstrahlungslinie erhält. Letzteren Falles erhält man natürlich auch ein Oval, aber ein solches, dessen Längsachse mit dem Blechstücke in derselben Ebene liegt. Da aber die negative Elektricität weit beharrlicher als die positive an einem einzigen Punkte klebt, kann es wohl kommen, dass beide Elektricitäten dann scheinbar entgegengesetzte Wirkungen zeigen.

Ist der Ausstrahlungspunkt aber nur einer — und dies ist gleich anfangs als Norm aufgestellt — so wird man schwerlich bei der bisherigen Versuchsweise einen Unterschied zwischen beiden Elektricitäten finden. Trotzdem besteht ein solcher mit Wahrscheinlichkeit auch hier schon, wenn er auch bei der nachfolgenden Modificirung erst deutlich in die Augen fällt. Man nehme eine Nadel zur Elektrode und stecke einen Cartonstreifen auf dieselbe, so dass die Spitze nur wenig die Papierfläche überragt. Man erhält dann gleichfalls Ovale nach Art der früheren, erkennt aber schon eher, dass dasjenige der negativen Spitze abgeplatteter ist. Biegt man die beiden Enden des Streifens aber nach vorne, so erhält man nunmehr Ovale, welche an ihren Längsseiten stark eingedrückt sind, und kann dann leicht constatiren, dass bei negativer Spitze diese Eindrücke einander bedeutend näher gerückt sind. Seitliche Auswüchse der Elektroden engen also das Strahlenbündel ein, aber in bevorzugter Weise dasjenige einer negativen Spitze. Das Erstere erklärt sich leicht aus der abstossenden Wirkung gleichnamiger Elektricitäten. Das Letztere ist ein neuer Beweis, dass die negative Elektricität von vorn herein divergentere Wege wählt.

In ähnlichem Sinne sprechen sich nun auch die folgenden Versuche aus.

Wendet man bei derselben Nadel statt des Cartonstreifens eine Scheibe an, so stellt sich in jedem Falle eine Verkleinerung der

leuchtenden Fläche ein. Bei genauer Vergleichung lässt sich constatiren, dass solche bei negativer Spitze erheblicher ist. Stellt man eine Drahtspitze senkrecht statt der Entladungsstange und führt den etwa 2 ^{mm} dicken Draht bogenförmig dem betreffenden Pole zu, so gewinnt man als Lichtfläche einen Halbmond, die gerade Seite nach unten; aber diese ist bei negativer Spitze gerader, bei positiver noch etwas gekrümmt. Biegt man die Spitze dann noch weiter von der Scheibe ab, so tritt bei negativer Elektricität weit eher als bei positiver eine Einbauchung jener Seite ein.

Bei allen diesen Versuchen ist es des besseren Vergleiches halber am richtigsten, den Pol, welcher mit der Spitze communicirt, mit einer constanten Ableitung zu versehen.

Wie sich ein elektrischer Körper inmitten eines Strahlenbündels verhält.

Die letzten Versuche führten unmittelbar zu der Frage, welchen Einfluss eine Elektrisirung auf den Schatten eines gewöhnlichen Gegenstandes übe. Es stand zu erwarten, dass eine solche, welche mit der Spitze gleichnamig wäre, die Strahlen weiter von einander drängen, eine entgegengesetzte dagegen die Strahlen convergenter machen würde. Im ersteren Falle würde man dann stärkere, im zweiten schwächere Schatten gewinnen, als ein Körper unter sonst gleichen Verhältnissen zu erzeugen pflegt.

Um dies auf möglichst einfache Weise zu entscheiden, steckte ich durch den Kopf eines seitlichen Halters einen etwas dickeren Draht so, dass derselbe quer vor der Spitze lag. Das der Glasscheibe zugewandte Ende bog ich ein wenig rundlich und bog es ausserdem etwas von der Hohlscheibe ab, um Ausstrahlungen in dieser Richtung zu verhüten. An das andere Ende fügte ich ein längeres Drahtstück, welches so gebogen war, dass ich durch einfaches Umlegen eine Verbindung mit beiden Entladungsstangen gewinnen konnte. Es zeigte sich nun wirklich, dass eine Verbindung mit der Spitze den Schattenstreifen sehr viel breiter, eine Verbindung mit der Hohlscheibe aber ihn sehr viel schmäler machte.

Noch besser gelang der Versuch, als ich den schattenwerfenden Draht, oder den Verbindungsdraht, eventuell auch beide durch dünne Holzstäbchen ersetzte. So wurden Ausstrahlungen eher vermieden, als sie bei metallischer Leitung zu vermeiden waren, während die

hier in Betracht kommende elektrostatische Wirkung ihrem Zwecke noch vollständig entsprach. Statt einer festen Verbindung mag übrigens bequemer vielleicht ein an einer isolirenden Handhabe befestigtes, bald hier bald dort als Brücke anzulegendes Stäbchen verwendet werden.

Eine andere Versuchsform ist die folgende. Man kitte drei enge Glasröhren in einem Abstande von je 12^{mm} etwa so an einander, dass sie in einer Ebene liegen. Das Ganze kitte man an einen kürzeren Glasstab mit Fuss, so dass die Röhren bei senkrechter Stellung noch nicht die Höhe der Entladungsstangen erreichen. Die beiden äusseren seien an ihrem unteren Ende vom Ganzen abwärts gebogen und zwar entgegengesetzt und senkrecht zur Verbindungslinie der Röhren. Man schiebe in diese beiden einen dünnen Draht bis auf 20^{mm} von der oberen Oeffnung, und die unteren Drahtenden führe man je einem der Pole zu. In alle drei oberen Oeffnungen endlich stecke man Holzstäbchen gleicher Dicke und stelle das Ganze etwa in der Mitte zwischen Spitze und Fläche auf. Der Schatten jenes Stäbchens, welches mit der Fläche communicirt, wird dann am schmalsten, wenn überhaupt vorhanden sein, der mittlere Schatten ist jedenfalls breiter, und der letzte wird sich am breitesten präsentiren.

Noch eine andere Form kann man dem Versuche geben, indem man als schattenwerfenden Gegenstand einen dickeren Bindfaden oder einen Papierstreifen benutzt. Man spannt einen solchen mit Hilfe zweier isolirenden Halter quer vor der Spitze aus und setzt die Enden mittels Holzstäbchen mit den respectiven Polen in Verbindung. Bei richtiger Abwägung von Länge und Dicke der Stäbchen kann man leicht erreichen, dass der Faden in der Mitte unelektrisch, nach beiden Seiten aber steigend entgegengesetzt elektrisch wird. Dementsprechend wird ein sich allmählich, wenn auch gerade nicht sehr auffällig, verbreitender Schatten das Beobachtungsfeld überziehen.

Nachdem ich diese Versuche angestellt, interessirte es mich, noch zu wissen, wie sich unter gedachten Verhältnissen wohl ein Draht innerhalb einer Glasröhre verhalten möchte. Ich schmolz das eine Ende einer solchen zu und führte das hervorragende längere Ende des Drahtes, wie oben, einer der Entladungsstangen zu. Mit der Spitze verbunden warf der Draht, oder hier richtiger wohl die Röhre anfangs einen sehr breiten Schatten, welcher sich allmählich oder doch äusserst langsam verlor. Bei Verbindung mit der Scheibe fehlte von vorn

herein jeder Schatten, aber eine momentane Ableitung brachte einen solchen immer auf Augenblicke hervor.

Gleiche Erscheinungen wie die genannten, aber mehr oder weniger flüchtig — wobei man indessen die ziemlich unbequemen Verbindungsstücke spart — kann man natürlich auch dadurch gewinnen, dass man den Gegenstand mit Hilfe einer Flasche elektrisirt. Man kann eine solche freilich nicht anders laden, als indem man die Spitze zunächst bis in den betreffenden Conductorkopf zurückzieht bei gleichzeitiger Ableitung des andern Poles. Nähert man den Flaschenknopf später dem fraglichen Gegenstande, so wird sich der Schatten je nach dem Vorzeichen der Ladung vergrössern oder verringern.

Vielleicht lässt sich die Darstellungsweise noch vervollkommnen und gelegentlich für das Studium anderer elektrischer Erscheinungen verwerthen, da hier ein neues Mittel vorliegt, den elektrischen Zustand eines Körpers, auch einen flüchtigen, direct wahrnehmbar zu machen.

Zur weiteren Erklärung der Schattenbildung überhaupt.

Nach gedachten Versuchen musste ich wohl annehmen, dass der elektrische Zustand interpolirter Körper auch sonst eine wesentliche Rolle spiele und dass dieser vielleicht vor allem über die Frage entscheide, ob überhaupt und wie stark die eventuelle Schattenbildung sei. Ein Leiter mochte eher einen Schatten werfen als ein Isolator, weil er eher die Elektricität der Spitze anzunehmen befähigt war, und die peripherischen Verstärkungen mochten daher rühren, dass die Anhäufung der Elektricität nach bekannter Regel mit der Entfernung vom Centrum wuchs. Diese Erklärung war einfacher als die frühere, doch liessen sich gegen dieselbe gleich folgende Einwände erheben.

Zunächst blieb es auffallend, dass die Ableitung des Körpers von so geringer Wirkung war, während selbige seinen elektrischen Zustand doch wesentlich beeinflussen musste. Man konnte zwar meinen, dass die Influenz der Scheibe gedachte Elektricität binde; aber dann blieb es auffallend, dass sie doch seitlich durch ihre Abstossung wirken sollte. Ferner führte obige Annahme zu der Folgerung, dass sich auch bei einem Isolator, nur langsamer, am Ende ein Schatten bilden müsse, während sich in Wirklichkeit die Erscheinungen gerade umgekehrt verhielten, indem ein sich anfangs bildender Schatten bei längerer Einwirkung verschwand. Endlich konnten die peripherischen Ver-

stärkungen nicht gut in dem Verhalten des Körpers selbst liegen, weil sie bei seitlicher Verschiebung desselben schwankten.

Zur weiteren Orientirung stellte ich nun die folgenden Versuche an.

Ich prüfte zunächst ein Cartonstück, welches isolirt war, und hierauf eine Siegellackstange, nachdem sie gewirkt hatten, mittels eines Elektroskops. Das Cartonstück war allemal mit der Spitze gleichnamig elektrisch, während sich die Siegellackstange je nach Umständen sehr verschiedenartig verhielt. Liess ich sie nur einen Moment vor der Spitze, so verhielt sie sich gerade so wie das Cartonstück. Liess ich sie längere Zeit, so verhielt sie sich unelektrisch oder hatte eher die Elektricität der Scheibe. Ich meine hiermit ihre Gesammtwirkung, nicht diejenige ihrer einzelnen Seiten. Ich constatirte jene dadurch, dass ich ein isolirtes metallisches Gehäuse über dieselbe schob. Nach den einzelnen Seiten verhielt sich die Sache so. Die der Spitze zugewandte nahm die Elektricität dieser, die der Fläche zugewandte die Elektricität dieser Elektrode an. Die beiden schmalen Seiten hatten ebenfalls die Elektricität der Fläche, wenigstens die vordere, während die hintere häufig auch unelektrisch war. Wieder anders verhielt sich die Sache, wenn ich die Stange nach längerer Einwirkung für einen Moment wendete und hierauf ihren elektrischen Zustand untersuchte. Der Erfolg war ebenso, wie überhaupt bei momentaner Einwirkung. Es fand sich im Ganzen wie im Einzelnen nur die Elektricität der Spitze vor.

Hiernach stimmt also das elektrische Verhalten vollständig mit den Erscheinungen und mit dem überein, was sich bei äusserer Elektrisirung der Körper ergab. Nur bleibt es vorläufig im Dunkeln, wie ein Isolator bei längerer Einwirkung mehr und mehr unelektrisch werden und selbst die Elektricität der Fläche annehmen kann.

Weitere Versuche galten der Frage, wie weit insonderheit die Influenzwirkung der Fläche bei der Schattenbildung eine Rolle spielen möge. Wenn die Ableitung nicht wirkte, so mochte dies daher rühren, dass der Körper durch die Ausstrahlung der Spitze gewissermassen schon abgeleitet war. Neben der Ableitung aber ist bei einer Influenzwirkung die Richtung des Körpers von Bedeutung, zumal wenn sich eine Trennung der Elektricitäten in ihm selber vollziehen soll. Ich erinnerte mich hierbei einer Wahrnehmung, welcher ich in meiner zweiten Mittheilung nur flüchtig gelegentlich der Lichtbilder gedachte,

dass ein Cartonkreuz nämlich bei Drehung um seine Achse den der Fläche genäherten Arm verstärkt, den anderen geschwächt erscheinen lasse. Von der Divergenz der Strahlen konnte dies nicht herrühren, denn danach hätte eher das Umgekehrte eintreten müssen. Nach den letzteren Erfahrungen aber konnte ich wohl annehmen, dass hier eine Influenzwirkung zu Grunde lag. Um dies klarzustellen wählte ich unter anderen den folgenden Weg. Ich stellte zwei Cartonstreifen in einem Abstande von etwa 20 mm auf. Hierauf drehte ich beide um ihre gemeinsame senkrechte Mittellinie, wobei sich keine wesentliche Verstärkung oder Schwächung der Schatten zeigte. Nun legte ich einen dritten Streifen als mittlere Brücke von dem einen zum andern und beobachtete von neuem. Es fand wirklich die fragliche Umwandlung, die Schwächung des einen, die Verstärkung des anderen Schattens statt.

Es wäre nun wohl möglich, dass die peripherischen Verstärkungen auf eine ähnliche durch Influenz bewirkte eigenartige Vertheilung der Elektricität beruhten, sofern die Scheibe zwar bei gewöhnlicher Stellung der Körper deren Theile gleichmässig, die Spitze aber mehr die Mitte beeinflussen dürfte. Nach der Mitte müsste sich also vorzugsweise die mit der Scheibe gleiche drängen, während umgekehrt die mit der Spitze gleiche mehr in die peripherischen Punkte flüchten müsste. Hierfür spricht allerdings, dass jene Verstärkungen mit Annäherung der Spitze wachsen, womit auch die Entfernungsdifferenz zwischen Mitte und Spitze und Peripherie und Spitze wächst. Auch wäre der obige Einwand nicht mehr stichhaltig, da diese Art der Anhäufung nicht an dem Körper, sondern vielmehr an seiner Stellung haftet und sich bei seitlicher Verschiebung mitverschieben muss.

Noch für andere der früher gedachten Erscheinungen mag auf ähnliche Weise eine bessere als die frühere Erklärung zu gewinnen sein. Ich glaube jedoch, bevor mehr entscheidende Versuche vorliegen, von weiteren Bemerkungen nach dieser Richtung hin absehen zu sollen.

Wie sich ein Strahlenbündel inmitten eines anderen verhält.

Nach den Versuchen mit elektrisirten Körpern lag es nahe, ein Glimmlichtbündel selbst als interpolirten Gegenstand zu prüfen, in

der Erwartung, dass sich auch hier der elektrische Zustand markire und dass so das Unsichtbare sichtbar zu machen sei.

Ich versuchte zunächst, ob ich ein zweites Bündel mit derselben Maschine durch Theilung des Stromes erzeugen könne. Dies gelang mir indessen nur mangelhaft; ich benutzte daher eine zweite Maschine, welche mir zufällig zu Gebote stand. Den Strom dieser führte ich mit Hilfe zweier Drähte und der nöthigen Isolirung vor die Hohlscheibe der ersten. Als Elektroden fungirten nur die zugespitzten Enden der Drähte in einem Abstande von $1\frac{1}{2}$ cm. Als ich nun beide Maschinen gleichzeitig drehte, präsentirte sich ein Bild, das ich gar nicht erwartet hatte. Ich hatte erwartet, dass die das Hauptbündel kreuzende Entladungsstrecke zur Hälfte einen kegelförmigen Schatten, zur Hälfte eine kegelförmige Lichtverstärkung bringen würde. Statt dessen (vgl. Fig. 4) bot sich im Centrum der grösseren eine kleinere Lichtfläche von grösserer Helligkeit und von gleichfalls runder Gestalt. An derjenigen Seite aber, wo die Spitze mit der Hauptspitze gleichnamig elektrisch war, schloss sich ein sichelförmiger Schatten an dieselbe an. Bei verstärkter Wirkung der zweiten Maschine erweiterte sich die Fläche, sich zugleich verlängernd, und zwar senkrecht zur Verbindungslinie der Elektroden. In demselben Maasse verlor der zurückweichende Schatten mehr und mehr seine eigenthümliche sichelartige Form. Derselbe Draht aber, welcher diese Sichel erzeugte, warf nur hinter, nicht vor derselben einen Schatten. Der andere Draht war, wie es nach Früherem ja zu erwarten stand, ganz schattenlos.



Fig. 4.

Hiernach kam ich auf den Gedanken, dass man doch wohl eine ähnliche, wenn auch nur einseitige Wirkung mit bloss einer Maschine erzeugen könne, nämlich sehr einfach durch die Influenzwirkung der Hohlscheibe, wenn derselben eine zweite abgeleitete Spitze genähert würde. Ich näherte eine solche zunächst rechtwinklig zur Hauptspitze, also ganz wie vorhin, nur ein wenig mehr der Fläche zugewandt. Es zeigte sich wieder jener sichelförmige Schatten nebst einer helleren Lichtfläche, nur in weniger vollkommener Gestalt. Nun neigte ich die Spitze noch mehr, so dass der Leiter mehr und mehr parallel

der Entladungsstange stand. Die Lichtfläche wurde allmählich heller und runder und der Schatten gestaltete sich nach und nach zu einem einschliessenden Ring. Die bewegliche Spitze musste natürlich der Hauptspitze vorangehen d. h. der Scheibe näher stehen, wenn sie in dieser Weise wirken sollte; auch durfte sie jene nicht berühren, es sei denn, dass sie stumpfer oder von einem schlechteren Leiter war. Uebrigens bot sich die Erscheinung bei gleichzeitiger Ableitung der Hauptspitze d. h. bei gewöhnlicher Ableitung nach dem Tische hin am besten. Bei ersterer Stellung kreuzten sich die Bündel, bei letzterer schloss das Hauptbündel nach und nach das Nebenbündel ein. Bei der Umwandlung fiel gleichzeitig der Umstand in die Augen, dass der Eigenschatten des Leiters selbst allmählich ganz verschwand.

Ob zwei gleichgerichtete Strahlenbündel sich abstossen.

Wiederholt schon hatte sich mir die Frage aufgedrängt — vielleicht war sie ursprünglich durch die analogen Crookes'schen Versuche angeregt — wie sich zwei Bündel gleicher Richtung beeinflussen möchten, ob sie sich abstiessen, anzögen oder ob sie indifferent zu einander wären. Dass sie sich abstiessen, lag wohl am nächsten, wenn man die unzweifelhafte Divergenz der Einzelstrahlen erwog, hierfür sprach auch die letztgedachte Erscheinung, jener ringförmige Schatten zwischen zwei einander einschliessenden Bündeln. Eine früher erwähnte Erscheinung deutete ich anfangs ebenso, jene Schattenbildung durch Ausstrahlung allein aus einer mehrspitzigen Elektrode. Man erhält Strahlenbündel, welche sich an einander platt drücken, während die Lichtovale bis zu einer gewissen Grenze noch immer durch einen Schatten gesondert sind. Aber die flache Form mochte ebenso gut auch eine Anziehung bedeuten und der Schatten daher rühren, dass jedes Bündel unelektrische Lufttheile mit sich reisst.

So versuchte ich denn, ob sich die Frage nicht mit grösserer Sicherheit entscheiden lasse, und wandte hierbei zunächst die Hohlscheibe und eine zweifache Nadelelektrode an. Die eine Nadel sass fest an dem jenseitigen Ende einer Korkscheibe, während ich die andere mittels eines isolirten Halters an das diesseitige legen konnte. Ich erhielt jedoch immer nur ovale Lichtflächen, weil sie zu gross waren, und unter solchen Verhältnissen war über ihre Anziehung oder Abstossung nicht zu entscheiden. Nur erinnerte ich mich, dass man

kleinere Lichtflächen auf Kugeln erzeugen könne, und ersetzte die Hohlscheibe durch eine solche von etwa 75^{mm}. Ich gewann auch bei sonst richtiger Wahl der Verhältnisse kleine kreisrunde um 10^{mm} etwa von einander entfernte Flächen. Als ich die diesseitige Spitze fortnahm, wurde die jenseitige Fläche kleiner, wurde hierbei aber gleichzeitig mehr der Mittellinie entrückt. Hier fand also, wenn beide Spitzen wirkten, keine Abstossung, sondern entschieden eine Anziehung der beiden Bündel statt. Ich wandte nun statt einer Kugel noch einen Cylinder an und stellte ihn mit seiner Längsachse senkrecht zur Verbindungslinie der Spitzen. Hier gab es freilich wieder ovale Lichtflächen, aber doch kleiner und regelmässiger als jene der Scheibe, so dass sie ihrem Zwecke eher entsprachen. Als ich die diesseitige Nadel fortnahm, regte sich die jenseitige Fläche kaum oder näherte sich wohl gar der Mittellinie. Hier gab sich eher also eine Abstossung zu erkennen.

Nach allem scheint nur so viel entschieden, dass zwei Bündel von rundem Querschnitte auf einander eine anziehende Wirkung äussern. Aber ist diese Anziehung wirklich eine elektrische? Könnte sie nicht herrühren von der Luftströmung, welche zwischen beiden Bündeln eine Verdünnung erzeugen könnte? Bei Luftströmen gewöhnlicher Art existirt ja eine solche, wie man leicht mit Hilfe zweier Glasröhren und einer seitlich gestellten Kerze beweisen kann. Beruhte hierauf die Wirkung, so müsste sie sich freilich ebenso, vielleicht eher noch, für flache als für runde Bündel constatiren lassen.

Erscheinungen bei allmählicher Verdünnung der Luft.

Für die nachfolgenden Versuche benutzte ich eine gewöhnliche Luftpumpe und eine Glasglocke mit Stopfbüchse, womit freilich keine grosse Verdünnung zu erreichen war. Letztere genügte aber, um das was mich in erster Linie interessirte, die Variirung der Haupterscheinungen bei allmählich sinkendem Luftdrucke, festzustellen. Der Stopfbüchsenstange heftete ich eine Nadel an. Auf den Teller der Luftpumpe legte ich eine kleinere Hohlscheibe, welche mit Seide bedeckt war. An einem seitlichen Halter befestigte ich ein Cartonkreuz ziemlich nahe der Spitze, so dass es grosse peripherische Schatten erzeugen musste. Ich betrachtete die Erscheinungen zunächst bei gewöhnlichem Luftdrucke und constatirte, dass sie trotz der etwas veränderten Verhältnisse doch ganz die früheren waren.

Schon bei geringer Verdünnung liess es sich nicht verkennen, dass die negative Fläche sehr wesentlich an Helligkeit verloren hatte. Bei 108 mm Quecksilberhöhe wurde dieselbe schon so lichtschwach, dass die Umrisse des Schattens nur mit Mühe zu verfolgen waren. Hierzu trug indessen eine doppelte Ursache bei. Erstens sonderten sich die einzelnen Lichtpunkte, wie bei sehr dicker Seidenlage, immer weiter von einander ab. Dann bildete sich am Scheibenrande ein bevorzugter Ausstrahlungspunkt, eine Art Büschel, welcher den grösseren Theil der Entladung absorbirte. Bei 55 mm herrschten neben letzterem nur noch wenig Glimmlichtpunkte vor. Bei 27 mm war alles dunkel mit Ausnahme jenes einzigen Punktes. Ganz anders die positive Fläche. Sie behielt bis zur Verdünnung bis auf 14 mm ihre volle Helligkeit bei, oder wurde gar, wie mir schien, innerhalb gewisser Grenzen heller, als sie bei gewöhnlichem Luftdrucke war. Bei 14 mm begann auch hier eine Abnahme des Lichtes, die nun schnell wuchs, so weit ich sie überhaupt verfolgen konnte. Hierbei stellte sich namentlich bei 10 mm, der äussersten Grenze der noch erreichbaren Verdünnung, eine merkwürdige Erscheinung ein. Einzelne Lichtpunkte liefen, besonders zu Anfang der Elektrisirung, in grossen schlangenförmigen Curven auf der Fläche hin und her, was mich besonders interessirte, weil ich ähnliche Bewegungen bei der Elektrisirung gewisser Körper in isolirenden Flüssigkeiten gefunden hatte.

Fast umgekehrt verhielt es sich mit dem Schatten. Auf negativer Fläche blieb derselbe unverändert, so lange er überhaupt zu erkennen war, oder nahm wohl gar im Ganzen wie in seinen peripherischen Verstärkungen allmählich etwas zu. Auf positiver Fläche aber nahm er zusehends ab, sowohl im Ganzen als speciell bezüglich der eben gedachten Form. Bei gewisser Verdünnung präsentirte sich bei beiden Elektricitäten genau das umgekehrte Bild als in gewöhnlicher Luft. Bei 55 mm war die positive Fläche schon ganz hell mit Ausnahme von vier peripherischen Stellen. Bei 27 mm schwanden auch diese, und die Fläche blieb, so weit ich es verfolgen konnte, auch ferner schattenfrei. Einer Erscheinung möchte ich beiläufig noch gedenken, welche sich in der Schattenbildung schon bei schwacher Verdünnung und bei dieser gerade am besten präsentirte, eines ruckweisen Aussetzens des Schattens, zumal der peripherischen Theile, und plötzlichen Aufleuchtens der eben verlassenen Stellen. Namentlich das Letztere schien mir um deswillen beachtenswerth, weil ich es — abweichend

von der analogen früheren Erscheinung — auf positiver wie auf negativer Fläche traf.

Ein Büschel, welcher sich ähnlich den Glimmlichtstrahlen verhält.

Gleich in meiner ersten Mittheilung bemerkte ich, dass die seidene Bedeckung der Hohlscheibe den Büschel der Spitze zerstört. So ist es auch für gewöhnlich, nur nicht bei besonders feinen Spitzen z. B. Nadelspitzen, wenn die Luft zugleich trocken ist, oder die Maschine kräftiger wirkt. Der Spitze entströmt dann — natürlich nur der positiven Spitze — trotz der Seide ein feiner schlanker Büschel mit kaum vernehmlichen Geräusch, wohl umgeben noch von unsichtbaren Glimmlichtstrahlen, mit denen er auch sonst verwandte Eigenschaften hat.

Diese Verwandtschaft bekundet sich zunächst darin, dass ein solcher Büschel die Helligkeit und die Schattenbilder der Lichtfläche wenig stört, dass er selbst von einem leitenden Körper abgestossen wird, mag dieser isolirt oder abgeleitet sein, dass sich die Abstossung vergrössert, wenn man den Körper z. B. den Finger, durch einen zweiten Finger etwa, mit der Spitze verbindet, dass sich die Abstossung dagegen in eine Anziehung verwandelt, wenn man an Stelle der Spitze die Hohlscheibe wählt, dass er sich endlich verflacht und im ganz gleichen Sinne verflacht wie die unsichtbaren Strahlen, wenn man ihn aus scharfen Blechen strömen lässt.

Letztere Eigenschaften zeigt der Büschel übrigens auch ohne Seide; und ohne Seide stellt er sich unter allen Umständen leichter ein.

Das Glimmlicht in einem Strome von Leuchtgas.

Lässt man Leuchtgas, durch eine hohle Entladungsstange etwa, neben der Spitze auf die seidebedeckte Hohlscheibe strömen, so nimmt nicht bloss der Lichtpunkt der ersteren, sondern auch die leuchtende Fläche eine grössere Dunkelheit an. In anderer Richtung z. B. in der Grösse und Form der Schatten habe ich keine wesentlichen Unterschiede bemerkt.

(Schluss folgt.)

Ueber elektrische Ringfiguren und deren Formveränderung durch den Magnet.

Von

Edmund Reitlinger und **Friedrich Wächter.**

(Mit Tafel VII.)

(Aus den Wiener Sitzungsberichten von den Herren Verfassern mitgetheilt.)

Das verschiedenartige Verhalten des bei der elektrischen Entladung auftretenden Büschel- und Glimmlichtes gegenüber dem Magnete ist bisher nur durch directe Beobachtung der Lichterscheinung selbst studirt worden. Bei der Wichtigkeit dieses Gegenstandes für die Theorie der Elektricität und in Anbetracht des Umstandes, dass noch keineswegs aufgeklärt ist, weshalb das Glimmlicht anderen Gesetzen gehorcht als das Büschellicht, schien eine weitere Verfolgung dieses Forschungsgebietes von grossem Interesse zu sein.

Unsere Absicht ging zunächst darauf hin, zu untersuchen, inwieweit jene Vorgänge, welche bei Einwirkung des Magnetes auf die elektrische Gasentladung statthaben, mit dem Wesen der positiven und negativen Entladung in Beziehung stehen.

Bekanntlich ist bisher die elektropolare Differenz vorzüglich an den elektrischen Figuren studirt worden. Eine magnetische Veränderung derselben versprach den Vortheil, die Einwirkung in einer dauernden Fixirung vor sich zu haben, abgesehen davon, dass man auch hoffen durfte, damit einen neuen Einblick in das Wesen dieser Erscheinungen selbst zu gewinnen.

Am nächsten lag es, in dieser Richtung die Einwirkung des Magnetes auf Lichtenberg'sche Figuren zu untersuchen, denn bei diesen waren die positiven und negativen Bestandtheile der elektrischen Entladung durch das Villarsy'sche Gemenge sehr leicht zu erkennen. Auf den von rothen, elektrisirten Mennigetheilchen bedeckten Stellen der Harzplatte musste negative, auf den von gelben Schwefeltheilchen bedeckten Stellen positive Entladung stattgefunden haben. Hätte man

daher eine unter dem Einflusse des Magnetes erzeugte Lichtenberg'sche Figur in ihrer Form verändert gefunden, so würde man aus der Lagerung der verschieden gefärbten Schwefel- und Mennigetheilchen nicht nur erfahren haben, in welcher Weise der Magnet auf die elektrische Entladung überhaupt, sondern auch in welcher Weise er auf deren positive und negative Bestandtheile einwirke. Einige zu diesem Zwecke angestellte Vorversuche ergaben jedoch selbst bei Anwendung sehr starker magnetischer Kräfte keine unzweideutige Formveränderung der Lichtenberg'schen Figuren, und bisher konnte nicht eruirt werden, ob eine solche überhaupt und unter welchen Bedingungen entstehe.

Man musste daher trachten, sich ein anderes Mittel zur Fixirung der Einwirkung des Magnetes auf die elektrische Entladung zu verschaffen. Ein solches konnten möglicherweise die zuerst von Priestley beobachteten elektrischen Ringfiguren sein.

Dieselben werden bekanntlich dadurch gebildet, dass ein elektrischer Funke von einer feinen Metallspitze auf eine polirte Metallfläche überschlägt. Es entstehen dann auf der Platte im Allgemeinen kreisförmige Farbenringe. Bei entsprechender Anordnung des Experimentes, insbesondere bei Anwendung des Inductionsfunkens, sind diese Figuren verschieden, je nachdem die Platte positiv oder negativ elektrisch ist.

Nachdem wir uns mit der Herstellung dieser Figuren vertraut gemacht hatten, versuchten wir dieselben auch unter gleichzeitiger Einwirkung des Magnetes zu erzeugen, und in der That gelang es nach wenigen Versuchen, eine sehr deutlich erkennbare Formveränderung derselben zu erhalten, wie wir dies der kaiserlichen Akademie am 29. Februar v. J. angezeigt haben.

Aus den vollkommen kreisrunden Ringen waren nämlich durch Einfluss des Magnetes eiförmige Figuren entstanden, welche um so mehr in die Länge gezogen erschienen, je stärker die angewandten magnetischen Kräfte waren. Die genauere Beschreibung dieser Versuche wird in einem nachfolgenden Abschnitte gegeben werden.

Es zeigte sich jedoch nun in der Auslegung dieser Figuren eine andere Schwierigkeit. Während nämlich, wie schon erwähnt, bei den Lichtenberg'schen Figuren durch die rothen und gelben Mennige- und Schwefeltheilchen die Spuren der negativen und positiven Entladung sich deutlich unterscheiden lassen, standen wir hier einem Räthsel gegenüber, da weder die Entstehungsursache, noch viel weniger

aber der Antheil der positiven und negativen Entladung an der Bildung der Priestley'schen Ringfiguren bekannt war.

Es ergab sich daher zunächst als unsere Aufgabe, wo möglich die Bildungsgesetze und Artunterschiede der elektrischen Ringfiguren zu erforschen.

Durch eingehendes und sorgfältiges Studium dieses Gegenstandes sind wir nun in der That zu einer näheren Einsicht über die Entstehung derselben gelangt, und werden wir unsere diesbezüglichen Versuche jenen über die Formveränderung der Ringfiguren voranschicken.

I. Historische Uebersicht.

Im Jahre 1767 beobachtete Priestley[1]) zuerst, dass durch Entladung einer Leydener Batterie von beiläufig 40 Quadratfuss belegten Glases auf dem entladenden Messingknopfe ein runder Fleck, umgeben von einem schwarzen, abwischbaren Saume, entstanden sei. Dieselbe Erscheinung konnte auf verschiedenen Metallen mit geringen Modificationen erhalten werden. Im nächstfolgenden Jahre beobachtete Priestley[2]) ausser dem runden, Spuren von Schmelzung zeigenden Flecke auch noch Ringe in allen prismatischen Farben. Eine Verschiedenheit derselben, je nachdem die Platte mit der äusseren oder inneren Belegung der stets in gleicher Weise geladenen Batterie verbunden war, wurde nicht wahrgenommen.

Van Marum[3]) versuchte 1798 vergebens die Priestley'schen Ringe zu erhalten und glaubte, dass seine Batterie von 225 Quadratfuss Belegung dafür zu gross sei.

Nobili[4]) stellte die Ringe 1827 dar, erhielt jedoch mit einer kleineren Batterie von 14 Quadratfuss Belegung keine schwarzen Staubkreise, sondern nur farbige Ringe.

Matteucci[5]) erzeugte 1843 die Ringe ohne Condensation durch den einfachen Funken der Reibungselektrisirmaschine. Er experimentirte in Luft, Kohlensäure und Stickstoff, mit und ohne Verdünnung und fand keinen Unterschied zwischen positiven und negativen Figuren.

---

1) The History and present state of Electricity, London 1767, p. 659.
2) Phil. Trans. F. 1768, Vol. 12 p. 510.
3) Beschreibung einer grossen Elektrisirmaschine, zweite Fortsetzung 1798, S. 59.
4) Memorie ed osservazioni, Firenze 1834, Vol. 1 p. 50.
5) Compt. rend. T. 16 p. 850.

Grove[1]) stellte 1852 die Figuren zuerst in verdünnten Gasen mittels des Inductionsfunkens dar und fand, dass in einem Gemenge von Sauerstoff und Wasserstoff bei etwa 12^{mm} Quecksilberdruck die bei positiv elektrisirter Platte entstehende Oxydfigur bei entgegengesetzter Schliessung des Inductionsstromes theilweise oder gänzlich reducirt werde.

Riess[2]) endlich lehrte 1861 die Herstellung deutlich als positiv und negativ unterscheidbarer Figuren mittels des Entladungsfunkens der Leydener Flasche zu bewirken und studirte die durch den Funken des Inductionsapparates sich bildenden Figuren in viel eingehenderer Weise, als dies bis dahin geschehen war. Ebenso gab er auch eine umfassende Zusammenstellung der damaligen Literatur über diesen Gegenstand.

J. Peterin[3]) brachte schliesslich 1870 elektrische Ringfiguren auch mit Hilfe der Holtz'schen Influenzmaschine hervor und gab Abbildungen derselben.

2. Bisherige Theorien der Ringfiguren.

Priestley sprach, zur Erklärung seiner oberwähnten Versuche, die Vermuthung aus, dass sich die Elektricität bei ihrer Entladung durch die Luft in hohlen, concentrischen Cylindern fortpflanze und dass durch die beim Auftreffen des Funkens auf die Metallfläche entstehende Hitze eine oberflächliche Schmelzung und Oxydation hervorgebracht werde. Die dabei auftretenden Farben werden durch das optische Verhalten dünner Blättchen erklärt.

Nobili sprach ebenfalls die Ansicht aus, dass die Hitze des Funkens die Priestley'schen Ringfiguren erzeuge, und hebt hervor, dass dieselben daher eine andere Entstehungsursache haben als die von ihm durch elektrolytische Processe dargestellten Figuren.

Auch Grove sah in den elektrischen Ringen eine Oxydationswirkung. Ursache der Oxydation war ihm aber nicht die Hitze, sondern die elektrochemische Polarität der Gase. Diese suchte er durch das Studium der Ringe zu constatiren und experimentirte daher nicht nur, wie schon Matteucci, in verdünnter Luft, sondern wandte Gasgemenge von Luft und Wasserstoffgas, und von Sauerstoff und Wasserstoffgas in bestimmten, mannigfach variirten Volumverhältnissen

1) Phil. Trans. F. 1852 p. 87.

2) Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1861.

3) Sitzungsber. d. k. Akad. Wien 1870, Bd. 62 Abth. II S. 679. — Repertorium Bd. 7 S. 52.

an. Wurde in einem solchen verdünnten Gasgemenge auf einer positiven Silberplatte die Ringfigur erzeugt, so glaubte Grove zwischen dem grünlichen Flecke im Centrum und den farbigen äusseren Ringen einen hellen Ring von polirtem Silber wahrzunehmen. Während er nun die früher erwähnte Erscheinung der Oxydation und Reduction vermöge elektrochemischer Polarität der Gase erklärt, meint er für diesen hellen Zwischenring (Riess nennt ihn den blanken Gürtel) einer speciellen Hypothese zu bedürfen. Er nimmt diesbezüglich an, dass der elektrische Strom nicht allein von der Spitze der Nadel zur Metallfläche übergehe, sondern auch von den Seitenflächen derselben, und dass die Theilströme, welche verschieden lange Wege zurücklegen, einander durch Interferenz so verändern, dass sie theils oxydirend, theils reducirend wirken.

Riess hat diese Ansicht widerlegt und auch Gründe angeführt, welche ihm dagegen zu sprechen scheinen, dass die Ringfiguren durch die Hitze des Funkens allein, ohne gleichzeitigen anderen Einfluss entstehen sollten. Er sieht zwar die Ursache der Färbung auch in der Oxydation des Metalles durch die Einwirkung des umgebenden Sauerstoffs der Luft, erklärt aber die Entstehung der abwechselnden Folge der Ringe durch das Zusammenwirken zweier ozonisirter Luftströme. Der eine derselben soll von der Spitze kegelförmig zur Platte übergehen, der andere von dem Centrum der Figur aus sich horizontal der Platte entlang bewegen. Es entstünde demnach die centrale dunkle Scheibe der Ringfigur durch den horizontalen Luftstrom und die von oben auffallenden Ströme, der blanke Gürtel durch den horizontalen, seines Ozons bereits beraubten Strom und der oxydirte Saum wiederum durch die schiefen Luftströme. Die Annahme einer elektropolaren Lagerung der Gastheilchen wird ebenfalls beibehalten.

3. Bildungsgesetze und Artunterschiede der Ringfiguren.

Die von uns zum Zwecke des Studiums der elektrischen Ringfiguren angestellten und mannigfach variirten Versuche einzeln zu beschreiben würde, der grossen Zahl derselben wegen, einerseits zu umständlich, dann aber auch zu wenig übersichtlich sein. Es sei nur im Allgemeinen bemerkt, dass wir die Ringfiguren unter den verschiedensten Umständen dargestellt, die Versuche häufig wiederholt und die uns nöthig erschienenen Messungen mit thunlichster Genauigkeit ausgeführt haben.

Es zeigte sich dabei zunächst, dass die Ausbildung, Grösse und Structur derselben von folgenden Umständen abhängig ist: 1. von der Zahl der die Figur bildenden Funken, resp. von der Zeit der Einwirkung bei gleichmässiger Unterbrechung des Inductoriums; 2. von der Intensität der überschlagenden Funken; 3. von der gegenseitigen Entfernung von Spitze und Platte; 4. von dem Materiale der Platte; 5. von dem Materiale der Spitze; 6. von der Natur des Gases, in welchem die Entladung stattfindet; 7. von der Dichte des Gases; 8. von der Art des den elektrischen Funken liefernden Apparates, nämlich ob Reibungselektrisirmaschine, Leydener Flasche, Influenzmaschine oder Inductionsapparat.

Die sämmtlichen von uns unter diesen verschiedenen Bedingungen beobachteten Erscheinungen lassen sich klar zusammenfassen, wenn wir von den schliesslich gewonnenen Resultaten ausgehend, eine summarische Uebersicht unserer Versuchsergebnisse vorlegen.

Unserer Erfahrung gemäss setzen sich die elektrischen Ringfiguren aus den nachbenannten vier Formelementen zusammen:

a) Die centrale Aufreissungsscheibe, in ihrer Grösse nahezu übereinstimmend mit der von Riess beobachteten „dunklen Scheibe“.

b) Die farbigen Oxydringe, identisch mit den von Riess als „blanker Ringgürtel“ und „matter Saum“ bezeichneten Theilen.

c) Die metallisch blanke Scheibe der negativen Figur.

d) Die von dem Metalle der Spitze herrührenden Condensations- und Aufstreuungsringe; letztere wahrscheinlich identisch mit dem von Priestley beschriebenen „circle of black dust“.

Es sollen diese vier Formelemente nun der Reihe nach behandelt werden.

a) Die centrale Aufreissungsscheibe.

Lässt man in freier Luft den Funken eines Inductionsapparates längere Zeit zwischen einer Metallspitze und einer polirten Metallplatte überschlagen, so entsteht, wenn die Platte als positiver Pol diente, auf derselben eine kreisförmige Figur im Durchmesser von etwa 5 bis 15^{mm}. Das Centrum derselben wird durch ein grauschwarzes Scheibchen gebildet, welches von einem schmalen, lichter gefärbten Ringe umgeben ist; hierauf folgt ein breiter, gewöhnlich stahlblau gefärbter Ring und schliesslich ein matter, verwaschener Saum (Fig. 4, 8 u. 9 der Tafel VII).

Betrachtet man die centrale Scheibe mittels des Mikroskops, so zeigt sich, dass die Oberfläche der Metallplatte an dieser Stelle vielfach aufgerissen und sehr stark oxydirt ist; auch liegen einzelne Partikel oxydirten Metalles daselbst und sind, je nach dem Metalle der Platte und dem Grade der Oxydation, sehr verschiedenartige Farben sichtbar.

Durch Abreiben der Platte mit Kreidepulver lassen sich die farbigen Ringe leicht entfernen; dagegen bleibt in der Mitte, entsprechend dem grauschwarzen Scheibchen, eine tiefergehende Modification der Oberfläche, von dem Aussehen, als ob daselbst äusserst viele feine Nadelstiche sich befänden (Fig. 1).

Diesen mittleren, nicht durch Oxydation entstandenen Theil der Figur nennen wir die centrale Aufreissungsscheibe.

Figuren, welche nur aus diesem Formelemente bestehen, werden am einfachsten erhalten, wenn man Metallplatte und Spitze in eine isolirende, sauerstofffreie Flüssigkeit, z. B. Terpentinöl, bringt; dadurch wird die Bildung von Oxydringen verhindert und man erhält die Aufreissung allein. Bei unserem grossen, von Rühmkorff bezogenen und äusserst symmetrisch construirten Inductionsapparate[1]) wurde unter Terpentinöl die Aufreissung der Platte, sowohl wenn dieselbe als positiver, als auch wenn sie als negativer Pol diente, erhalten, jedoch in letzterem Falle in geringerem Maasse.

In freier Luft erhält man Aufreissungsscheiben ohne gleichzeitige Oxydation nur auf Platinplatten. Den Durchmesser der centralen Aufreissungsscheibe, wie wir sie mit und ohne Oxydation erzeugten, fanden wir zwischen 0,5 — 4^{mm}.

Die Aufreissung des Metalles ist als eine ausschliessliche Wirkung der positiv elektrischen Ausströmung zu betrachten und daher nur an jener Metallplatte oder Kugel bemerkbar, welche als Austrittsstelle der positiven Elektricität dient. Dies beweisen folgende Versuche.

Verbindet man die beiden Kugeln des allgemeinen Entladers mit den Polen der secundären Spirale eines Inductionsapparates, schaltet jedoch zwischen der einen Kugel und dem Pole ein Funkenmikrometer ein, so wird man es leicht durch Regulirung desselben dahin bringen,

1) Die Rolle desselben ist 48^{cm} lang und hat einen Durchmesser von 21^{cm}; der Apparat ist mit einem Foucault'schen Interruptor versehen und besitzt über 20^{cm} Schlagweite.

dass nach längerem (etwa 20—25 Minuten) Ueberschlagen von kräftigen Funken und nachherigem Abreiben die negativ elektrisirte Kugel wieder vollkommen blank erscheint, während die positiv elektrisirte Kugel eine Zerreissung ihrer Oberfläche erkennen lässt. Dasselbe erhält man, wenn der Funke zwischen einer Spitze und Kugel, oder Spitze und Platte überschlagen gelassen wurde.

Auch ohne Einschaltung eines Funkenmikrometers kann nachgewiesen werden, dass die Aufreissung der Metalloberfläche an die Ausströmung der positiven Elektricität gebunden ist; man muss zu dem Zwecke nur die Entfernung der beiden Kugeln oder der Platte und Spitze entsprechend gross nehmen, etwa 12—20^{mm}, je nach der Stärke des inducirenden Stromes. Jedesmal wird man ausschliesslich dort, wo die positive Figur sich gebildet hatte, die Aufreissung wahrnehmen.

Ebenso wie durch den Inductionsfunken kann man auch durch die Entladungsschläge einer Leydener Batterie Aufreissung der Metalloberfläche bewirken, doch zeigen dabei stets beide Kugeln, zwischen welchen der Funken überschlug, die Aufreissung, welcher Umstand durch die Alternirung der Entladung bewirkt wird. Diese Alternirung kann jedoch durch Einschaltung grösserer Widerstände so weit beseitigt werden, dass man die Aufreissung an der positiven Kugel stärker als an der negativen erhält. Dem entspricht die Beobachtung von Riess, dass bei einem seiner Versuche, als die äussere Kugel des Entladers mit der äusseren Belegung der Flasche durch einen dünnen 3½ Fuss langen Platindraht verbunden war, die positive Kugel nicht wieder völlig gereinigt werden konnte. Riess erblickte hierin eine verschiedene Tiefe der zweierlei Figuren.

Auch die Influenzmaschine ergibt die Erscheinung der Aufreissung, ebenso die Reibungselektrisirmaschine, doch ist die Erscheinung in den verschiedenen Fällen nicht gleich schnell und leicht sichtbar.

Die Aufreissung findet bei verschiedenen Metallen leichter oder schwieriger statt: am besten auf galvanisch versilberten Kupferplatten, dann auf Platten von reinem Silber, Kupfer, Messing, Eisen, Zink; am schwierigsten auf Platin. Das Material der Metallspitzen dagegen ist ohne Einfluss.

Bei genauer Untersuchung der centralen Aufreissungsscheibe fanden wir, dass die Grösse derselben unabhängig von dem Luftdrucke ist, unter welchem sie erzeugt wird. Dies lassen folgende Versuche erkennen.

Es wurde unser grosser Rühmkorff-Apparat durch den Strom dreier Bunsen'schen Elemente inducirt, dabei mittels einer in den primären Strom eingeschalteten Tangentenbussole die Constanz der Batterie controlirt und der Foucault'sche Interruptor in gleichmässigem Gange erhalten. Der positive Pol der secundären Spirale wurde mit der Platte, der negative mit der Spitze verbunden. Der Druck der Luft wurde von 10^{mm} auf 3000^{mm} variirt. Die Einwirkungsdauer war 5 Minuten. Versuchsreihe 1 wurde auf einer Kupferplatte, Versuchsreihe 2 der grösseren Empfindlichkeit wegen auf einer galvanisch versilberten Kupferplatte ausgeführt.

1. Versuchsreihe.
Distanz 3^{mm}

Druck	Durchmesser
3 Atm.	$2{,}0^{mm}$
2	1,7
$1\frac{1}{2}$	1,8
1	2,1
1	1,7
$\frac{1}{2}$	1,5
300^{mm}	1,5
200	1,6

2. Versuchsreihe.
Distanz 5^{mm}

Druck	Durchmesser
750^{mm}	$2{,}5^{mm}$
375	2,3
200	2,5
100	3,5
50	2,6
20	2,9
10	2,8

Unterhalb 10^{mm}, wo nur mehr ausschliesslich Gasentladung eintritt, werden keine Aufreissungsscheiben erhalten.

In der ersten Versuchsreihe war der Durchmesser der Aufreissungsscheibe im Mittel $1{,}75^{mm}$. Während also der Druck von 3000^{mm} bis 200^{mm} variirte, betrugen die grössten Abweichungen von dem angegebenen Mittel nur $0{,}25^{mm}$; und auch in der zweiten Versuchsreihe waren die Abweichungen von dem mittleren Durchmesser $2{,}73^{mm}$ so gering, dass im Vergleich zu den Veränderungen des Druckes von 750^{mm} bis 10^{mm} die Unabhängigkeit des Durchmessers vom Drucke bestätigt wird.

Die erste Versuchsreihe wurde bei 3^{mm}, die zweite bei 5^{mm} Distanz erhalten. Als wir den Einfluss der Spitzendistanz auf den Scheibendurchmesser untersuchten, fanden wir, dass die Verschiedenheit dieser beiden Entfernungen ausreicht, um den Unterschied der beiden angeführten Mittelwerthe vollkommen zu erklären. Man muss daher die Unabhängigkeit des Durchmessers der Aufreissungsscheiben von dem Luftdrucke durch obige zwei Versuchsreihen als nachgewiesen erachten.

Um den vorstehend erwähnten Einfluss der Spitzendistanz auf die Grösse der Scheibendurchmesser genau zu ermitteln, stellten wir folgende Versuche an. Es wurde wie oben der grosse Rühmkorff verwendet, und als Spitze diente eine feine englische Nähnadel. Um die Entfernung der Spitze von der Platte genau bestimmen zu können, war an der Nadel eine Marke angebracht, auf welche ein Mikroskop mit Mikrometertheilung eingestellt wurde. Durch eine an dem Gestelle angebrachte Schraubenvorrichtung konnte die Nadel gehoben und gesenkt werden, und dadurch war es möglich, die Entfernung derselben von der Platte bis auf äusserst geringe Bruchtheile von Millimetern genau zu bemessen. Der Durchmesser der erzeugten Aufreissungsscheibe wurde dann ebenfalls mittels Mikroskop und Mikrometertheilung bei 40facher Vergrösserung bestimmt. Die Einwirkungsdauer des elektrischen Funkens war dabei genau 5 Minuten; der Druck der umgebenden Luft = 1 Atm. Ferner wurde der primäre Strom, wie erwähnt, durch die Ablenkung einer Tangentenbussole controlirt. Es ergaben sich folgende Zahlen:

1. Versuchsreihe.			2. Versuchsreihe.		
Distanz	Ablenkung	Durchmesser	Distanz	Ablenkung	Durchmesser
1^{mm}	12^0	$1,3^{mm}$	1^{mm}	8^0	$1,01^{mm}$
2	11	1,5	2	8	1,15
3	10	1,64	3	8	1,37
4	10	1,7	5	8	2,20
5	10	2,0	10	8	1,76
6	10	2,2	15	8	0,71

Diese numerischen Daten lehren, dass unter den angegebenen Verhältnissen sich der Scheibendurchmesser stetig vergrössert bei successiver Entfernung der Spitze von 1 bis etwa 6^{mm}, dagegen bei grösserer Distanz wieder rasch abnimmt. Die Messung der Kreise kann bei ihrer scharfen, genau kreisförmigen Begrenzung ziemlich exact ausgeführt werden.

Wesentlich für die angeführten Messungen war auch noch festzustellen, welchen Einfluss die Stromdauer auf die Grösse der Aufreissungsscheiben nimmt. Es zeigte sich, dass bei Einwirkung des Inductionsfunkens successive von 1 bis 5 Minuten dieselbe stetig zunehme; bei längerem, 6—15 Minuten währendem Funkenspiele war eine kaum merkbare Zunahme, bei 15—30 Minuten gar keine Veränderung mehr zu bemerken. Bei verschiedenen Distanzen jedoch

waren die in gleichen Zeiten entstehenden Scheiben stets verschieden gross, entsprechend den früheren Angaben.

Die oben nachgewiesene Unabhängigkeit des Durchmessers der Aufreissungsscheibe von dem Drucke des Gases, in welchem sie erzeugt wird, entspricht unserer Auffassung von dem Wesen derselben. Wir betrachten die centrale Aufreissungsscheibe nämlich als die Wirkung jenes Theiles des unter dem Einflusse der Spitze auf der Platte sich herstellenden Potentials, innerhalb dessen die positiv elektrische Spannung hoch genug ist, um eine Aufreissung der Oberfläche bewirken zu können.

Priestley, Nobili und Riess bemerkten bereits eine Schmelzung, Zerreissung und Auflockerung in der Mitte der Figur; sie erblickten aber hierin sämmtlich nur eine Wirkung, welche der elektrische Strom, „gleichgültig von welcher Richtung“, beim Uebertritt aus einer Metallmasse in Luft ausübt. Riess erläutert dies näher dahin, dass die Intermittenz schon im Metalle selbst beginnt und demzufolge der intermittirende Strom das Metall erhitzt, zerreisst, zerschmilzt, wie er es in einem dünnen Drahte thut, den er durchströmt.

Wir dagegen haben, wie auseinandergesetzt, nachgewiesen, dass die Aufreissung in der Mitte der Figur (die Aufreissungsscheibe) eine specielle Wirkung der positiven Entladung aus Metall in Luft ist und an das positive elektrische Potential gebunden ist.

Schliesslich sei noch eines Umstandes erwähnt. Von einer vollständigen Aufreissungsscheibe kann eigentlich nur bei solchen Figuren gesprochen werden, welche unter einem Drucke der Luft von $1\frac{1}{2}$ Atmosphäre und höher entstanden sind. Aufreissungsscheiben, die bei gewöhnlichem Barometerstande erzeugt wurden, zeigen dagegen in der Mitte einen kleinen, etwa $0{,}2^{mm}$ betragenden kreisrunden blanken Punkt, welcher sich, je niedriger der Luftdruck wird, immer mehr vergrössert, so dass schliesslich bei 10^{mm} Druck aus der centralen Aufreissungsscheibe ein Aufreissungsring wird (Fig. 2).

Diese Erscheinung ist der alternirenden Entladung zuzuschreiben, wie das in den nachfolgenden Abschnitten noch behandelt werden wird. Die Alternirung lässt sich nämlich aus einem sehr einfachen Grunde nicht vollständig eliminiren. Um einseitige Entladung (oder bei der Elektrolyse gesonderte Abscheidung der Ionen) bei dem Strome des Inductionsapparates zu erhalten, muss bekanntlich eine entsprechend

lange Funkenstrecke eingeschaltet werden. Macht man das Gleiche bei Erzeugung von Aufreissungsscheiben, so wird der Funke dadurch so geschwächt, dass überhaupt keine Aufreissung mehr eintritt. Man ist daher genöthigt, entweder gar keine, oder eine geringere Funkenstrecke einzuschalten, als zur Erzielung vollkommen einseitiger Entladung erforderlich ist. Durch die Alternirung ist aber die Entstehung des blanken Punktes bedingt, wie dies in dem zweitfolgenden Abschnitte dargelegt werden soll.

b) Die farbigen Ringe.

Die concentrischen farbigen Ringe der Grove'schen Figuren sind ebenso wie die centrale Aufreissungsscheibe an die positive Entladung gebunden. Die Bedingung zu ihrem Entstehen ist das Vorhandensein von Sauerstoff; es sind daher Oxydschichten, und die Farben, welche sie auf verschiedenen Metallen annehmen, entsprechen den bekannten Anlauffarben derselben. Wenn man aber bisher voraussetzte, dass es der freie Sauerstoff der Luft sei, welcher die Oxydation bewirke, so lehrten uns die folgenden Versuche, dass die Oxydation zu einem grossen Theile, vielleicht sogar ausschliesslich, von der Zersetzung des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes herrühre.

Wir erzeugten nämlich auf positiv elektrischer Platte, sowohl in Luft, welche durch Schwefelsäure und wasserfreie Phosphorsäure möglichst sorgfältig getrocknet war, als auch, zum Gegenversuch, in mit Wasserdampf gesättigter Luft Figuren. In beiden Fällen bildete sich ein innerer stahlblauer Ring und um denselben ein rothbrauner matter Saum; die Durchmesser der Ringe waren jedoch im ersten Falle (Fig. 7) 4 und 6^{mm}, im letzteren Falle 11 und 29^{mm} (Fig. 9), unter sonst gleichen Umständen. Ausserdem sind die in feuchter Luft entstandenen Ringe intensiver gefärbt und bilden sich trotz der grösseren Ausdehnung viel schneller. (Fig. 8 ist in freier Luft gebildet.)

Die Oxydirung ist eine von dem Mittelpunkte der Figur nach aussen stetig abnehmende; ein blanker Gürtel, d. h. ein Ring unoxydirter Metalloberfläche, den Grove und Riess zu beobachten glaubten, ist nicht vorhanden. Diese Annahme beruht auf einer, allerdings sehr leicht möglichen Täuschung, da der bezügliche etwas breitere Oxydring durch seinen metallischen Glanz wie blank erscheint. Es lässt sich dies sehr einfach nachweisen. Bläst man nämlich bei kleiner Distanz von Spitze und Platte und kräftig erregtem Inductions-

strome während der Entladung auf den Funken, so trennt sich bekanntlich der hell leuchtende, das Metallspectrum und zugleich die centrale Aufreissungsscheibe hervorrufende Funken von der umhüllenden Aureole, indem letztere sehr stark, ersterer dagegen viel weniger aus seiner Bahn abgelenkt wird. Zugleich entsteht eine weit hinausgetriebene, pfauenschweifähnliche Figur (Fig. 3). In der Mitte ist dieselbe anfänglich rothbraun, wie der äussere Saum, wird aber nach längerer Einwirkung daselbst stahlblau und metallisch glänzend, wie der blanke Gürtel, während ringsum sich inzwischen ein rothbrauner Saum ausgebildet hat.

Fast genau dieselbe Figur in denselben Farben lässt sich auch erzeugen, indem man mit der Oxydationsflamme eines Löthrohres auf eine blanke Metallfläche bläst. Es tritt auch hier zuerst die rothbraune und nur bei stärkerer Oxydirung die stahlblaue Färbung ein.

Noch deutlicher lässt sich dies auf folgende Art zeigen. Wird bei etwa $0{,}5^{mm}$ Quecksilberdruck, in nicht vorher getrockneter Luft eine positive Ringfigur erzeugt, wobei durch Einschaltung eines Funkenmikrometers die alternirende Entladung möglichst ausgeschlossen wird, so erhält man Figuren, bei welchen die centrale Scheibe fehlt und daher der sogenannte blanke Gürtel in eine Scheibe übergegangen ist, umgeben von dem matten Saume.

Genau die gleichen Figuren erhält man aber auch, wenn eine polirte Metallfläche (am besten Kupferplatte) über einem mit rother, rauchender Salpetersäure erfüllten Gefässe einige Secunden lang gehalten wird. Auch hier entsteht zuerst die rothbraune Färbung und erst bei stärkerer Oxydation die innere stahlblaue Scheibe. Die auf letztere Art erhaltenen Oxydfiguren sind den durch die Elektricität gebildeten Figuren so vollkommen ähnlich, dass sie gar nicht von einander unterschieden werden können.

Es steht daher ausser allem Zweifel, dass der zuerst von Grove beobachtete sog. „blanke Gürtel“ nicht eine unveränderte oder weniger als der äussere Saum oxydirte, sondern im Gegentheil stärker oxydirte Metallfläche ist. Damit fallen aber auch die von Grove und Riess zur Erklärung desselben aufgestellten Theorien.

Bezüglich des Einflusses äusserer Umstände auf die Bildung der farbigen Ringe mag noch Folgendes erwähnt werden. Dieselben entstehen am leichtesten auf Silber und Kupfer, dann auf Messing, Eisen, Zink, gar nicht auf Platin. Das Material der Spitzen ist ohne Einfluss

auf die Entstehung derselben. Bei Einschaltung einer Leydener Flasche in den Inductionsstrom erhält man nahezu gar keine Oxydringe. In trockenem, reinem Sauerstoffgase sind dieselben ebenso wenig entwickelt wie in trockener Luft. In feuchter Luft vergrössern sich die Durchmesser der Ringe um so mehr, je länger die Einwirkung des Funkens dauert.

Ebenso hat die Dichte des Gases einen sehr wesentlichen Einfluss auf die Ausbildung der farbigen Ringe. Während nämlich bei Drucken von 1 bis 6 Atmosphären und bei geringeren Drucken als 3^{mm} nur der innere stahlblaue und der äussere matte Ring entstehen, treten in den dazwischen liegenden Verdünnungen mehrfache und viel schärfer begrenzte Ringe auf (Fig. 4—6). Je nachdem man dieselben in auffallendem oder reflectirtem Lichte betrachtet, kann man verschieden viele Ringe unterscheiden.

So erhielten wir z. B.

	auffallendes Licht	reflectirtes Licht
bei 740^{mm}	4 Ringe	3 Ringe
„ 700	4 „	4 „
„ 600	4 „	4 „
„ 300	6 „	5 „
„ 150	12 „	9 „
„ 100	6 „	5 „
„ 50	11 „	5 „
„ 20	2 „	3 „
„ 10	3 „	3 „
„ 5	3 „	3 „
„ 3	2 „	2 „
„ 0,5	2 „	2 „
beim Maximum der Verdünnung	2 „	2 „

Ausser der Zahl der Ringe nimmt bei abnehmendem Luftdrucke der Durchmesser derselben zu.

So hatte man z. B.

	Mm. Durchmesser
bei 740^{mm} 4 Ringe von	1,5 2,4 3,7 9,0
bei 700^{mm} 4 Ringe von	1,3 2,0 2,7 9,0

bei 300^{mm} 6 Ringe von	0,80 1,95 2,40 3,30 4,35 10,0	Mm. Durchmesser
bei 5^{mm} 3 Ringe von	6,0 9,1 15	
bei $0{,}5^{\mathrm{mm}}$ 2 Ringe von	20 45	
beim Maximum der Verdünnung 2 Ringe von	30 65	

Zur Erklärung der Entstehung mehrfacher Ringe eine Fortpflanzung der Elektricität in concentrischen Hohlcylindern oder Hohlkegeln, wie Priestley, oder irgend eine andere complicirte Entladungsart anzunehmen sehen wir uns nicht genöthigt, da man auch mittels der Löthrohrflamme und ebenso durch Oxydation mittels Salpetersäuredampf mehrfache ziemlich scharf begrenzte Ringe erhält. Eine vom Fusspunkte der Nadel nach aussen stetig abnehmende Ausbreitung des Potentials genügt daher auch, um die verschieden gefärbten, scharf begrenzten Oxydringe auf positiv elektrisirten Platten zu erklären.

c) Die metallisch blanke Scheibe.

Lässt man in einem luftverdünnten Raume einen elektrischen Funkenstrom zwischen einer Metallspitze und einer Metallplatte übergehen, so zeigt sich folgende, wohl jedem Elektriker bekannte Erscheinung. Bei positiv elektrischer Spitze und negativ elektrischer Platte geht ein röthlicher, unter gewissen Umständen aus Schichten bestehender Lichtfaden von der Spitze bis ganz nahe zur Platte hin. Auf der Platte selbst breitet sich dagegen ein, gewöhnlich kreisförmiges, blauviolettes Lichtscheibchen, das sog. Glimmlicht, aus. Wird der elektrische Funke in dieser Weise längere Zeit, etwa eine Viertelstunde, überschlagen gelassen, so erhält man auf der vorher blank polirten Metallplatte eine Figur, bestehend aus einer centralen blanken Scheibe unveränderter Metalloberfläche, umgeben von einem am inneren Rande scharf begrenzten, nach aussen verwaschenen Oxydringe (Fig. 10 u. 11). Hat man dabei, so lange der Funkenstrom überging, approximativ den Durchmesser des blauvioletten Glimmlichtscheibchens gemessen und misst nachher den Durchmesser des blanken Scheib-

chens auf der Platte, so wird man dieselben stets nahezu übereinstimmend finden.

Ist die Verdünnung der Luft auf etwa 2—3^{mm} Quecksilberdruck gebracht, so kann bei genauer Beobachtung der Glimmlichtscheibe deutlich wahrgenommen werden, dass dieselbe nicht unmittelbar auf der Metallplatte aufsitzt, sondern in einer geringen Höhe über derselben schwebt; zugleich bemerkt man, dass der Rand der Glimmlichtscheibe aufwärts gebogen ist, wodurch dieselbe das Ansehen eines kleinen Schüsselchens erhält. In vollständig verfinstertem Zimmer erkennt man als Ursache dieser Aufbiegung eine rings um die Glimmlichtscheibe stattfindende Gegenentladung positiven Büschellichtes. Man ist hier abermals, wie schon früher bei den Aufreissungsscheiben, nicht im Stande, die alternirende Entladung vollständig zu beseitigen; denn versucht man durch Einschaltung einer entsprechend langen Funkenstrecke dieselbe zu beheben, so gelangt man noch vor dem Unsichtbarwerden der Gegenentladung zu einem Punkte, bei welchem überhaupt keine Figur mehr erhalten wird.

Diese erwähnten, 2—3^{mm} Bm. gemachten Beobachtungen dienten uns als Schlüssel zum Verständnisse jener Figuren, welche wir auf negativ elektrischer Platte erhielten.

Bei gewöhnlichem Luftdrucke stellen sich diese als ein Haufe von sehr zahlreichen kleinen blanken Scheibchen dar (Fig. 17). Sie erscheinen eingelagert auf einem bei Kupfer rothbraunen und auch bei anderen Metallen durch Oxydation gefärbten Untergrunde. Die Färbung desselben ist in der Mitte am stärksten, am Rande dagegen verwaschen. Er wird gebildet aus den Oxydsäumen der einzelnen blanken Scheibchen. Verdünnt man nämlich die Luft, so vergrössern sich die Scheibchen unter gleichzeitiger Verminderung ihrer Zahl (Fig. 15 u. 16). Dadurch erhält man Gelegenheit, aus ungleicher Färbung des Untergrundes seine Entstehung durch Ueber- und Nebeneinanderlagerung der Säume zu entnehmen.

Die Zahl der Scheibchen ist bedingt durch den Widerstand in der Luftstrecke zwischen Spitze und Platte, resp. durch das Hin- und Herspringen des Funkens auf der Platte; bei gleichem Drucke nimmt die Zahl daher ab mit kleinerer Spitzendistanz, bei gleicher Spitzendistanz mit geringerem Drucke.

Bei einer Spitzendistanz von 6^{mm} erhielten wir in freier atmosphärischer Luft (745^{mm} Bm.) 120—150 Scheibchen, bei 600^{mm}

80 Scheibchen, bei 220^{mm} 21 Scheibchen, bei 180^{mm} 5 gleich grosse Scheibchen. Bei 100^{mm} und weniger Druck sahen wir nur eine einzige, mit wachsender Verdünnung sich stetig vergrössernde Scheibe. Mit einiger Mühe gelingt es auch, den Uebergang von mehrfachen Scheibchen zu einer einzigen Scheibe durch das Zwischenglied von zwei Scheibchen herzustellen, welches wir bei 150—160^{mm} bekamen. Den eben geschilderten Gang der Erscheinungen stellen die Figuren 10—17 dar.

Die Grösse der blanken Scheibe, sei dieselbe nun auf der Figur einfach oder mehrfach enthalten, ist genau wie das Glimmlichtscheibchen von der Dichte der Luft abhängig und entspricht in seiner Ausbreitung stets demselben. Das hier herrschende Vergrösserungsgesetz schien um so interessanter zu ermitteln, als wir die positive Aufreissungsscheibe von dem Drucke des Gases, worin der Funke übersprang, unabhängig gefunden hatten. Zu dem Zwecke liessen wir den Funken des grossen Inductionsapparates, der durch drei Bunsen-sche Elemente erregt wurde, bei einer Entfernung von 6^{mm} zwischen einer Messingspitze und einer Kupferplatte unter verschiedenem Luftdrucke übergehen. Die Messung der unter diesen Umständen erhaltenen blanken Scheiben ergab nachstehende Zahlen:

Druck	Durchmesser der Scheibe
1,25^{mm}	22 ^{mm}
2,50	17,5
5,0	9
10,0	4,8
20,0	—
40	2,9
80	2,5
160	0,84
320	0,48
600	0,28
745	0,24
1120	—

Es nimmt daher der Durchmesser der blanken Scheibe mit wachsendem Drucke ab. Bei 1½ Atmosphäre und höherem Drucke sind die verkleinerten Scheibchen wegen Undeutlichkeit nicht mehr messbar. Bei dem Drucke von 5 bis 80^{mm} ist es äusserst schwierig, selbst nach mehr als halbstündiger Einwirkung, deutlich sichtbare Figuren zu erhalten, und gelingt es am besten, dieselben wahrzunehmen,

wenn die Metallplatte über ein Gefäss mit rother, rauchender Salpetersäure gehalten wird. Die Figuren treten dann ziemlich scharf hervor.

Aus vorstehenden und anderen Messungen konnten wir keine einfache Formel für das Vergrösserungsgesetz ableiten, zweifeln jedoch kaum, dass eine solche existirt. Bei genauerer Untersuchung ergab sich nämlich, dass die Grösse der blanken Scheibchen ausser von dem Luftdrucke auch von der Elektricitätsspannung beeinflusst wird, und zwar sind die Scheibchen bei höherer Spannung grösser. Da sich nun die Spannung mit der Dichte des Gases auch ändert, so müsste man, um vergleichbare Figuren zu erhalten, dieselben in verschiedenen Verdünnungen bei gleicher Spannung erzeugen. Diese Bedingung zu erfüllen ist jedoch mit einiger Schwierigkeit verbunden. Noch störender für die Messungen ist aber der Umstand, dass die geringste Ungleichheit des z. B. bei einer Kupferplatte unvermeidlichen Oxydanfluges eine unregelmässige Form des Glimmlichtscheibchens bedingt. Das Glimmlicht nimmt dann verschiedenartige, ovale Formen an und macht zuweilen auch rotirende Bewegungen um den Fusspunkt der Metallspitze. Dadurch ist es aber möglich, dass man scheinbar bei 80^{mm} Druck eine ebenso grosse blanke Fläche erhält wie etwa bei 5^{mm}.

Was den Einfluss anderer Umstände betrifft, so fanden wir Folgendes: Die Grösse der blanken Scheibe ist nahezu unabhängig von der Distanz zwischen Spitze und Platte, und ganz unabhängig von dem Materiale der Platten und Spitzen. Dieselbe wird leichter und deutlicher sichtbar auf einer Kupfer- oder Messingplatte erhalten als auf Platten von Silber, Eisen und Zink; auf Platinplatten gar nicht, weil sich da keine Oxydringe bilden und darum auch keine blanken Scheiben möglich sind. Ebenso ist die Menge des in dem Gase vorhandenen Wasserdampfes ohne Einfluss auf die Grösse der blanken Scheibe, wohl aber auf deren Sichtbarkeit, da die umgebenden Oxydringe um so schärfer begrenzt erscheinen, je feuchter das Gas oder die Luft ist. In sorgfältigst getrockneter Luft erhielten wir keine negativen Figuren, ebenso wenig in trockenem, verdünntem Wasserstoffgase.

Wenn wir durch die mitgetheilten Versuche einerseits constatirt haben, dass dem Glimmlichte bei den elektrischen Ringfiguren stets eine blanke Metalloberfläche entspricht, so lässt sich andererseits auch zeigen, dass das Glimmlicht stets die blankeste Stelle auf einer Metallfläche aufsucht. Oxydirt man nämlich eine Metallplatte mit Ausnahme

einer kleinen, wieder vollständig blank gemachten Stelle und bringt dieselbe unter den Recipienten der Luftpumpe, so wird entweder sofort beim Schliessen des Stromes oder in ganz kurzer Zeit das Glimmlicht nicht direct unter der Spitze, wie das positive Licht dies thäte, sondern über der blanken Stelle erscheinen. Dies findet auch statt, wenn letztere ganz seitwärts von der zuleitenden, den entgegengesetzten positiven Pol bildenden Metallspitze oder sogar auf der rückwärtigen Seite der Platte angebracht ist. Das Glimmlicht haftet an der blanken Stelle so fest, dass es bei gleichzeitiger Einwirkung eines schwächeren Magnetes allen Gesetzen der äquatorialen und axialen Einstellung entgegen seinen Platz behauptet, während das Büschellicht sich sofort in die äquatoriale Ebene einstellt und nur eine ganz kleine Partie des Glimmlichtes zu seinem Fusspunkte mitzieht. Macht man dagegen die Metallplatte durch Abreiben mit Salmiak, Kreide und Alkohol vollkommen oxydfrei, so zeigt das Glimmlicht in den ersten paar Secunden äusserst schnelle, mit den Augen kaum verfolgbare Bewegungen und Rotationen, bis sich ein Scheibchen endlich festsetzt, um welches dann die anderen zerrissenen Partien des Glimmlichtes zu einer runden Form sich vereinigen. Am auffälligsten ist diese Erscheinung in verdünntem Wasserstoffgase.

d) Aufstreuungs- und Condensationsringe.

Erzeugt man mit einem kleineren Inductionsapparate, der nicht mehr als 2^{cm} Schlagweite zulässt, auf polirten Metallflächen elektrische Ringfiguren bei Anwendung verschiedener Metallspitzen, so wird man keinen Unterschied zwischen den verschiedenen Figuren gewahr. Wir stellten auf Kupfer-, Messing- und galvanisch versilberten Kupferplatten Figuren dar mittels gleichgeformter Spitzen von Gold, Platin, Silber, Kupfer, Eisen, Nickel, Kobalt, Aluminium, Zink, Zinn, Antimon, Wismuth, Cadmium, Blei, Palladium und Magnesium, konnten aber weder bei positiven noch bei negativen Figuren und auf keiner der drei Platten einen wesentlichen Unterschied bemerken, wie auch schon Riess das Material der Spitze ohne Einfluss auf die Ausbildung der Figur fand.

Dieser Umstand wird durch folgende Versuche leicht begreiflich. Wir erzeugten Figuren mit Spitzen aus verschiedenem Materiale, nachdem wir vorher Spitze und Platte genau gewogen hatten. Wir konnten jedoch selbst nach einstündigem, ununterbrochenem Gange des Rühm-

korff keine entschieden wägbare Gewichtsab- oder -zunahme nachweisen, wenigstens nicht bei einer Kupfer- oder Platinspitze. Nur bei einer Antimonspitze schien ein Gewichtsverlust von nicht ganz einem Milligramm sich bemerkbar zu machen, ohne dass jedoch die Platte eine entsprechende Gewichtszunahme erfahren hatte. Bedenkt man nun, dass gewöhnlich nur 3—4 Minuten zur Ausbildung einer Figur erforderlich sind, so kann daraus die äusserst geringe Menge des möglicherweise niedergeschlagenen Metalles (höchstens 0,00005^{gr}) abgeleitet werden.

Anders verhält sich die Sache dagegen, wenn man einen grossen Inductionsapparat anwendet, der 20^{cm} Schlagweite zulässt, und in dessen Schliessungskreis eine grosse Leydener Flasche von etwa 1 Quadratfuss Belegung einschaltet. Lässt man nun Funken zwischen einer Metallspitze und Metallplatte 5—10 Minuten lang überschlagen, so entstehen elektrische Ringfiguren, welche sich von den nach den früheren Methoden erzeugten gänzlich unterscheiden, sowohl ihrem Aussehen als ihrer Entstehungsursache nach.

Diese Figuren bekömmt man am schönsten, wenn man sie unter Ausschluss der Oxydation, also in Wasserstoffgas erzeugt. In der Mitte derselben befindet sich zwar wieder die centrale Aufreissungsscheibe, dieselbe ist aber nicht, wie bei den früheren Figuren, mit Oxydschichten überdeckt, sondern erscheint glänzend metallrein in der Farbe des Plattenmaterials; zunächst um diese Centralscheibe ist ein je nach dem Spitzenmaterial verschieden gefärbter Ring gelagert, bestehend aus von der Spitze herrührendem, condensirtem Metalldampf; ein dritter grauer oder schwarzer Kreis wird gebildet aus gröberen, mit dem Mikroskope erkennbaren, aufgestreuten Partikelchen, ebenfalls von dem Metalle der Spitze herrührend.

Dass diese Ringe in der That durch losgerissenes und verdampftes Metall der Spitze erzeugt werden, lässt sich mit vollkommener Sicherheit nachweisen. Benutzt man nämlich Spitzen aus verschiedenem Materiale, so erkennt man sofort untrügliche Unterschiede. Eine Aluminiumspitze (Fig. 18) liefert fast gar keine Ringe und nur einen weisslichen, überaus zarten Anflug rings um die Scheibe. Ebenso gibt Eisen (Fig. 19) nur sehr schwierig Ringe; etwas leichter erhält man röthlichviolette Ringe mit Gold- und Platin- (Fig. 20), Kobalt- (Fig. 21) und Nickelspitze; noch leichter rothbraune, bei längerer Dauer schwarzbraune Aufstreuungen mit Kupferspitze; Silber (Fig. 22)

liefert einen tiefschwarzen Aufstreuungs- und Spuren eines Condensationsringes; mitunter werden auch grössere geschmolzene Kügelchen aus Silber auf der Platte ausgestreut; Aehnliches zeigt Wismuth; Blei (Fig. 23) und Antimon (Fig. 24) geben sehr schöne Condensations- und einen weit ausgedehnten, schwarzen Aufstreuungsring. Die stärkste Aufstreuung wird mit Palladiumspitze (Fig. 25) erzielt. Die feinen auf der Platte niedergeschlagenen Palladiumtheilchen absorbiren dabei Wasserstoffgas, welches sich entzündet, wenn die Platte aus der Wasserstoffatmosphäre rasch in die Luft gebracht wird.

Da die beschriebenen Figuren in der Mitte die rein kupferfarbige Aufreissungsscheibe besitzen, die Condensationsringe die charakteristischen Farben der betreffenden Metalle haben, die Aufstreuungsringe dagegen tief schwarz sind, so bietet dies namentlich im Mikroskope einen äusserst zierlichen Anblick.

Der Unterschied zwischen Aufstreuungs- und Condensationsringen ist sehr auffällig. Während nämlich erstere bei Berührung mit dem Finger sofort weggewischt werden, vertragen letztere ein Abreiben der Platte mit Kreidepulver; statt zu verschwinden werden sie im Gegentheil beim Poliren deutlicher unterscheidbar, so dass man aus deren Farbe das betreffende Metall erkennen kann. Die Condensationsringe treten namentlich bei Palladium-, Antimon-, Wismuth-, Cadmium-, Blei- und Goldspitze gut sichtbar hervor.

Ebenso wie auf Kupferplatten erhielten wir die Aufstreuungs- und Condensationsringe auf jeder anderen von uns verwendeten Metallplatte. In freier Luft oder einem sauerstoffhaltigen Gase scheinen die losgerissenen Metalltheilchen sich grösstentheils zu entzünden und zu verflüchtigen, und man erhält daher die Aufstreuungs- und Condensationsringe weniger schön und mit Oxyden überdeckt; jedoch ist der Unterschied je nach Anwendung verschiedener Spitzen noch immer sehr deutlich erkennbar[1]).

---

[1]) Nicht unwahrscheinlich ist es, dass Fusinieri bei den Experimenten, die er „über den Transport ponderabler Materie in elektrischen Entladungen" im Giornale die Fisica, Chimica etc. di Pavia 1825 p. 450—461 veröffentlichte, nicht nur elektrische Ringfiguren im Allgemeinen, wie schon Belli vermuthete, sondern auch speciell Condensationsringe beobachtet hat. Doch ist seine Darstellung zu sehr beeinflusst von phantastischen Vorstellungen, nach welchen er das Gesehene auslegte, als dass man nicht bei ihrer Vergleichung mit dem Befunde nüchterner Beobachtung Schwierigkeiten fände, daher wir ihn in der historischen Uebersicht übergangen haben.

In Wasserstoffgas, und bei Anwendung von Platinplatten auch in Luft, können Condensationsfiguren ohne Einschaltung einer Leydener Flasche ebenfalls erzeugt werden, doch ist dann bei Anwendung verschiedener Spitzen ein Unterschied kaum zu bemerken. Fig. 26 stellt eine solche auf Platinplatte mittels Platinspitze in trockenem Wasserstoffgase erzeugte Figur dar.

In verdünnter Luft nehmen die mit einer Leydener Flasche erzeugten Figuren den Charakter von ohne Condensation erhaltenen Ringen an.

Bei der alternirenden Entladung der Leydener Flasche sowohl als des Inductionsapparates, die wir hier nicht vermeiden konnten, vermochten wir nicht unmittelbar zu entscheiden, ob die Aufstreuungs- und Condensationsringe Wirkung der positiv oder der negativ elektrischen Ausströmung seien; doch gab die magnetische Formveränderung der Figuren einen Anhaltspunkt zur Beurtheilung dieser Frage. Bei einer Verdünnung der Luft unter 1^{mm} Quecksilberhöhe erhält man nach längerer Einwirkung des Inductionsstromes bei negativ elektrischer Platinspitze auf einer nahe darunter befindlichen Platte einen feinen Ueberzug von Platin, die bekannte Erscheinung des sog. Platinirens. Es entsteht also eine den Condensationsringen ähnliche Figur bei negativ elektrischer Spitze unter Ausschluss alternirender Entladung; dabei ist jedoch wohl zu beachten, dass diese Erscheinung nur in einem sehr hohen Vacuum eintritt, während wir die oben beschriebenen Condensationsringe bei gewöhnlichem Luftdrucke erzeugten. Wir kommen auf diesen Punkt noch bei Beschreibung unserer Versuche mit dem Magnet zu sprechen.

Mit Hilfe der im Vorstehenden von uns beschriebenen und abgebildeten vier Formelemente der elektrischen Ringfiguren wird man leicht die ohne die angegebenen Vorsichtsmaassregeln erzeugten Priestley'schen oder Grove'schen Figuren als Wirkungen gemischter Entladung erkennen.

Am stärksten gemischt sind die mittels einer Leydener Flasche oder Batterie erzeugten Figuren, so dass dieselben nicht als positiv oder negativ benannt werden können. Sie bestanden bei unserer Leydener Batterie, welche allerdings nur 5 Quadratfuss Belegung hatte, in beiden Fällen nur aus der centralen Aufreissungsscheibe und aus Oxydringen; die von Priestley beschriebenen schwarzen Staubkreise, vermuthlich Aufstreuungsringe, konnten wir nicht erhalten.

Bei den mittels des Inductionsapparates erhaltenen Figuren ändert sich der Charakter je nach der Grösse der eingeschalteten Luftstrecke. Bei nur geringem Ueberwiegen der einen Elektricitätsart an einem Pole erscheinen bei der positiven Figur ausser der Aufreissungsscheibe und den Oxydringen noch einzelne dunkle Punkte in der Umgebung der centralen Scheibe, wie Fig. 9 dies darstellt; die negative Figur dagegen besteht aus einem äusseren Oxydringe und einer inneren, ziemlich gleichmässig oxydirten Fläche, welche mit einzelnen rothen und gelben Pünktchen scheinbar zufällig erfüllt ist, wie Riess dies beschrieben hat. In beiden Fällen erklärt sich das Vorkommen dieser unregelmässig ausgestreuten Punkte einfach dadurch, dass einzelne blanke Scheibchen der reinen negativen Figur (Fig. 17) durch Oxydschichten überdeckt sind. Dies kann deutlich beobachtet werden, wenn eine negative Figur bei einer Spitzendistanz von etwa 4^{mm} erzeugt wird (siehe Fig. 27). Bei noch grösserer Spitzendistanz verschwindet der äussere Oxydring, und man erhält die schon früher im Abschnitte c ausführlich beschriebenen, relativ reinsten negativen Figuren, bestehend aus zahlreichen kleinen blanken Scheibchen, deren jedes durch positive Gegenentladung mit einem kleinen Oxydsaum umgeben ist. Bei vollständiger Ausschliessung der alternirenden Entladung werden keine negativen Figuren mehr enthalten, da die reducirende Wirkung der Glimmlichtscheibchen allein zu schwach ist, um wahrgenommen zu werden.

Die mittels der Influenzmaschine hervorgebrachten, von Peterin als „blumenblattartig" beschriebenen Figuren (Fig. 28 u. 29) entstehen nicht nur durch alternirende, sondern gleichzeitig durch mehrfache Entladung. Verbindet man nämlich bei der mit Condensator versehenen Influenzmaschine die Metallspitze mit dem positiven Pole, so gehen von derselben gleichzeitig mehrere, gewöhnlich fünf, regelmässig angeordnete Strahlenbüschel zur Metallplatte über. Jedes derselben zeigt mehr oder weniger unabhängig eine Figur, wobei durch Combination derselben mannigfache Formen gebildet werden. Schaltet man dagegen den Condensator aus, so werden relativ reine negative Figuren erhalten, d. h. mehrfache blanke Scheibchen, umgeben von Oxydsäumen, wie Peterin solche Figuren (Repertorium Bd. 7 und Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. Wien 1870, Bd. 62 Abth. II, Fig. 2—6) abgebildet hat. Dieselben entsprechen den von uns mit dem Inductionsapparate erzeugten Figuren (Fig. 15—17), jedoch sind in Folge der höheren

Spannung die blanken Scheibchen bei gleichem Luftdrucke bedeutend grösser; auch hat Peterin die positive Gegenentladung unvollständig ausgeschlossen.

Bei der Reibungselektrisirmaschine erhielten wir bei directer Verbindung von Spitze (zweckmässiger Kugel) und Platten mit den beiden Conductoren durch dicke Drähte nach dem Ueberschlagen von 200 bis 300 Funken recht deutlich unterscheidbare Figuren, wiewohl auch hier theilweise Alternirung sich bemerklich machte. Unsere Beobachtungen stimmen daher mit den Angaben Matteucci's, welcher keinen Unterschied zwischen positiven und negativen Figuren fand, nicht überein.

Die Beobachtung von Grove endlich, dass eine positive Oxydfigur durch Umkehrung der Stromrichtung theilweise oder gänzlich reducirt wird, ist leicht erklärlich, wenn man den elektrolytischen Process der Zersetzung des im Gase oder der Luft enthaltenen Wasserdampfes, der hierbei die Hauptrolle spielt, zu Grunde legt. Die Thatsache jedoch, dass es leichter gelingt, die blanke Scheibe der negativen Figur durch Oxydringe zu überdecken, als umgekehrt die gebildeten Oxydringe durch negative Elektrisirung der Platte zu reduciren, dürfte eine tiefer liegende Ursache haben. Die Reduction auf negativer Platte erfolgt nämlich ohne merkbare Entfernung der an jeder Metalloberfläche condensirten Gasschichte, wie man sich durch Behauchen solcher Figuren überzeugen kann, wie der in Fig. 10, 11 und 12 dargestellten. Bei positiv elektrischer Platte dagegen wird ausser der Aufreissung des Metalles auch stets die anhaftende Gasschichte entfernt und dadurch eine tiefer greifende Oxydation bedingt, was ebenfalls durch Behauchung der Platte erkannt wird. Schliesslich sind die von uns dargestellten Aufstreuungs- und Condensationsfiguren ebenfalls durch alternirende Entladung hervorgebracht, jedoch in anderem Sinne als die übrigen Figuren. Die centrale Aufreissungsscheibe derselben ist nämlich eine Wirkung der positiven Entladung aus der Platte, die Aufstreuung und Condensation vermuthlich eine Wirkung der positiven Entladung aus der Spitze. Die von Priestley dargestellten Figuren scheinen, abgesehen von Spuren der Aufstreuungsringe in seinen Staubkreisen, nicht identisch mit den von uns erzeugten zu sein, da er keinen Unterschied bei Anwendung verschiedener Metalle fand und bei seinen Versuchen in Luft auch schwerlich Condensation von Metalldampf erhalten konnte.

Die im Vorhergehenden oftmals hervorgehobene alternirende Entladung haben wir nicht nur aus den verschiedenen Formelementen der gemischten Figuren gefolgert, sondern durch directe Beobachtung selbst constatirt. Dieselbe kann namentlich mittels des Inductionsapparates deutlich wahrnehmbar gemacht werden. Lässt man im Luftvacuum bei etwa 5^{mm} Druck bei einer Entfernung der Spitze und Platte von 3 bis 5^{mm} den Inductionsstrom übergehen, so ist auf der positiv elektrischen Platte central unter der Spitze eine kreisförmige, rothe Büschellichtscheibe bemerklich, und ausserhalb derselben, gewöhnlich rotirend, eine blauviolette Glimmlichtscheibe. Die negativ elektrische Spitze dagegen ist ebenfalls von Glimmlicht umhüllt, nebstbei tritt jedoch seitwärts, das Glimmlicht durchbrechend, ein rothes Büschel auf. Bei längerer Stromdauer stellt sich die Glimmlichtscheibe der Platte central über die Büschellichtscheibe, und auch das rothe Büschel der Spitze geht dann vertical herab. Bei entgegengesetzter Schliessung stellt sich auf der Platte die Glimmlichtscheibe central, und ein rothes Büschel geht aus derselben excentrisch hervor. Von der Spitze dagegen geht geschichtetes Büschellicht herab, und das Glimmlicht erscheint nur an einzelnen Stellen seitwärts. Diese Erscheinung, einmal wahrgenommen, kann bei allmählichem Einströmen der Luft verfolgt werden, bis sich nahezu der gewöhnliche Barometerstand hergestellt hat.

Durch diese im vorliegenden Abschnitte enthaltenen Auseinandersetzungen, welche wir auf Grund unserer Versuche zu geben vermochten, dürfte für das Gebiet der elektrischen Ringfiguren sowohl in Bezug auf die Auslegung der unter verschiedenen Umständen erhaltenen Formen derselben, als auch in der Erkenntnis ihrer Entstehungsursachen wesentlich mehr Klarheit erzielt worden sein, als dies bisher der Fall war. Damit scheint aber auch das von uns angestrebte Ziel erreicht, nämlich für die elektrischen Ringfiguren ebenso, wie dies früher nur bei den Lichtenberg'schen Figuren möglich war, die Spuren der positiven und negativen Entladung mit Sicherheit unterscheiden zu können.

4. Die Einwirkung des Magnetes auf die elektrischen Ringfiguren.

Wie wir bereits im Eingange erwähnt haben, werden die elektrischen Ringfiguren durch den Magnet in Form und Lage verändert.

Die allgemeine Anordnung unserer bezüglichen Versuche war folgende. Die Metallplatte, auf welcher die Figuren erzeugt werden sollten, befand sich in der horizontalen, durch die beiden Polenden eines Hufeisenmagnetes gehenden Ebene; senkrecht über ihr und in der Mitte zwischen den beiden Polenden war die Metallspitze angebracht. Als Magnet diente ein hufeisenförmiger Elektromagnet von sehr grossen Dimensionen, welcher durch vier, acht oder zwölf grossplattige Bunsen'sche Elemente in Thätigkeit gesetzt wurde. Als Pole benutzten wir in der Regel zwei spitz zulaufende, konische Ansätze an würfelförmigen Halbankern. Um mit denselben möglichst nahe an die Metallplatte herangehen zu können, verwendeten wir zwei kleine röhrenförmige Recipienten von 3^{cm} Durchmesser mit eingeschmolzener oder eingekitteter Metallspitze. Bei dem einen dieser Recipienten wurde ein Glasschliff, bei dem andern eine Verkittung mit Siegellack zur luftdichten Verbindung mit der Quecksilberpumpe benutzt.

Da wir im vorhergehenden Abschnitte 3 alle elektrischen Ringfiguren auf vier Formelemente zurückgeführt haben, so können wir die Resultate unserer Versuche über die Veränderung der Figuren durch den Magnet am kürzesten und übersichtlichsten darstellen, indem wir die Einwirkung des Magnetes auf jedes der vier verschiedenen Formelemente einzeln erörtern.

Die centrale Aufreissungsscheibe, welche unter den früher angegebenen Umständen stets kreisförmig erhalten wurde, wird durch den Magnet, bei der oben präcisirten Stellung der Metallplatte, in eine eiförmige Figur mit auswärts gerichteter Spitze verwandelt. Der grösste Durchmesser derselben befindet sich in Bezug auf die beiden Polenden in äquatorialer Lage, also senkrecht auf die Verbindungslinie derselben. Dabei ist die Verschiebung der Figur nur nach jener Seite gerichtet, nach welcher ein Stromelement, das mit dem Sinne der Entladung übereinstimmt, zufolge der Ampère'schen Regel geführt wird. Die Ovale ist um so mehr in die Länge gezogen, je stärker die angewandten magnetischen Kräfte sind. Je nach der Zahl der den Magnet erregenden Elemente und der Entfernung der beiden Pole von der Metallplatte bekamen wir ovale Aufreissungsscheiben mit sehr verschiedenem Verhältnisse ihres grössten und kleinsten Durchmessers: von Ovalen, die nur wenig vom Kreise abwichen, bis zu solchen, die ohne Mikroskop nahezu wie ein dicker gerader Strich erschienen. Fig. 30 stellt beobachtete Verhältnisse in natürlicher

Grösse dar. Stets befinden sich dabei die grössten Durchmesser in äquatorialer, die kleinsten in axialer Lage zu den Polenden.

Nach dem im Abschnitte 3 sub a Gesagten ist die centrale Aufreissungsscheibe der Ort, wo sich unter dem Einflusse der Spitze auf der Platte jenes elektrische Potential herstellt, innerhalb dessen die positive Spannung hoch genug ist, um die ihr eigenthümliche Aufreissungswirkung der Oberfläche auszuüben. Wenn daher die Aufreissungsscheibe unter Einwirkung des Magnetes statt der Kreis- die Eiform annimmt und in äquatorialem Sinne einseitig in die Länge gezogen und verschoben wird, so wird hier unverkennbar das elektrische Potential in einem metallischen Leiter durch den Magnet in seiner Ausbreitung beeinflusst. Durch die Unabhängigkeit der Grösse der Aufreissungsscheibe von dem Drucke der Atmosphäre, worin die Entladung stattfindet, ist es sehr wahrscheinlich, dass diese Wirkung eine directe des Magnetes auf das Potential ist, denn mit der Abnahme des Druckes breitet sich die Elektricität in der Atmosphäre über der Platte rings um die Aufreissungsscheibe aus, ohne aber gleichzeitig eine Vergrösserung derselben zu bewirken. Es ist daher kaum anzunehmen, dass die einseitige magnetische Verschiebung der elektrischen Lufttheilchen eine Formveränderung der Aufreissungsscheibe bedinge, während die allseitige Ausbreitung der Elektricität durch Verdünnung eine Vergrösserung hervorzurufen nicht im Stande ist. Eine magnetische Einwirkung auf das elektrische Potential in einer Metallfläche dürfte auch durch das Hall'sche Phänomen, wie es Hall[1]) und v. Ettingshausen[2]) studirten, weniger befremdend geworden sein.

Ebenso wie die centrale Aufreissungsscheibe werden auch bei derselben Lage der Metallplatte gegen die Magnetpole die kreisförmigen Oxydringe in ovale Formen verwandelt, entsprechend der während der Erzeugung der Figuren gleichzeitig sichtbaren Ablenkung des Büschellichtes (der Aureole) nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze. Die ovalen Oxydringe sind äquatorial um so mehr in die Länge gezogen, je stärker die Einwirkung der magnetischen Kraft ist. Diese Erscheinung ist in den Figuren 31—33 abgebildet, welche bei verschieden starken Magnetkräften und verschiedenem Drucke in Luft erzeugt wurden. In allen drei Fällen war der Druck so gering, dass in der

1) American Journal of Mathematics Vol. 2, 1879.

2) Sitzungsber. d. k. Akad. Wien, Abth. II, März-Heft 1880. — Repertorium Bd. 16 S. 574 ff.

Mitte keine Aufreissungsscheibe, sondern nur eine gefärbte Oxydscheibe sichtbar war, welche durch den Magnet in ein langgestrecktes Oval verwandelt wurde. Bei höherem Drucke combiniren sich bekanntlich das erste und zweite Formelement, deren Ablenkungsrichtung übereinstimmt. Fig. 34 stellt einen solchen Fall dar. Bei den Oxydringen, welche, wie wir gezeigt haben, durch elektrochemische Zersetzung des Wasserdampfes in der Atmosphäre zwischen Spitze und Platte entstehen und sich auch mit der Verdünnung der Atmosphäre erweitern und vermehren, bedarf es zur Erklärung ihrer magnetischen Formveränderung nicht erst der Annahme einer directen Einwirkung des Magnetes auf das Potential, sondern hier genügt zu diesem Zwecke die Ablenkung der über der Platte befindlichen stromführenden Theilchen nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze, wie man sie an dem Büschellichte (der Aureole) thatsächlich wahrnimmt.

Wenn für die durch positive elektrische Entladung hervorgerufenen Oxydringe eine äquatoriale, einseitige Verlängerung und Verschiebung durch den Magnet, entsprechend der Ablenkung des positiven Büschellichtes nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze, im voraus als wahrscheinlich zu erwarten war, so musste dagegen ein solches Verhalten bei den negativen blanken Scheiben und den über ihnen schwebenden Glimmlichtscheiben sehr überraschen. Hier wird jener Gegensatz im magnetischen Verhalten nicht wahrgenommen, welchen Plücker am negativen und positiven Lichte in Geissler-schen Röhren bei Anwendung von Drahtelektroden entdeckt hat und der ihn veranlasste, das negative oder Glimmlicht als magnetisches Licht zu bezeichnen, weil es sich unter Einwirkung des Magnetes in die magnetische Kraftlinie einstellt und dabei scheinbar nicht, wie das positive oder Büschellicht, dem Biot-Laplace'schen Gesetze folgt. Zwar haben Plücker und Hittorff durch Hilfshypothesen dieses eigenthümliche Verhalten des Glimmlichtes mit der Gültigkeit des Biot-Laplace'schen Gesetzes für dasselbe in Einklang zu bringen gesucht; dies hatte aber mehr auf die Auslegung als auf die Wahrnehmung des erwähnten Gegensatzes zwischen Glimm- und Büschellicht Bezug, der bei Drahtelektroden in voller Schärfe hervortritt. Wir jedoch fanden bei der angegebenen Stellung einer Metallplatte zwischen Magnetpolen, dass die Glimmlicht- und die ihr entsprechende blanke Scheibe ebenso auf der der negativen Platte, wie die rothe Büschellichtscheibe auf der positiven, äquatorial und

einseitig, im Sinne der Ablenkung nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze verschoben und in die Länge gezogen wird. Die magnetische Modification der blanken und der ihr entsprechenden Glimmlichtscheibe unterscheidet sich von der einer Oxydscheibe mit Oxydringen nur durch den einen Umstand, dass, während die Eiformen der letzteren nach aussen, das ist nach den Enden ihrer grössten Durchmesser spitz zulaufen, man bei der blanken Scheibe an denselben Stellen sanft abgerundete Begrenzungen antrifft. Fig. 35 und 36 stellen die magnetische Veränderung blanker Scheiben bei hoher Verdünnung dar. In Fig. 35 reicht die äquatorial abgelenkte blanke Scheibe an den Rand der Platte, einer kleinen polirten Kupferplatte, und verbreitert sich an demselben; dagegen ist Fig. 36 erzeugt auf einem länglichen Metallstreifen in äquatorialer Stellung, auf welchem die abgelenkte blanke Scheibe vollständig Platz hat.

Die Aufstreuungs- und Condensationsringe werden ebenfalls durch den Magnet beeinflusst, und zwar bewirkt derselbe auch hier eine einseitige und äquatoriale Ablenkung nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze. Bei den Condensationsringen muss man jedoch, um einen Effect wahrzunehmen, sehr starke Magnetkräfte unter möglichster Annäherung der Magnetpole in Anwendung bringen. Auch dann zeigen die Condensationsringe nur eine einseitige Erweiterung, ohne dass die kreisförmige Begrenzung an den axialen Stellen eine Aenderung bemerken lässt (Fig. 37). Die einzelnen, von dem Metalle der Spitze herrührenden Partikelchen der Aufstreuungsringe dagegen erleiden eine sehr starke äquatoriale Ablenkung, so dass sie in der Regel über die Platte hinweg bis an die Glaswand des Recipienten geführt werden.

Diese Thatsache gibt, wie schon früher angedeutet, einen Anhaltspunkt zur Beurtheilung der Frage, ob die Aufstreuungs- und Condensationsringe als Wirkung der positiv oder der negativ elektrischen Entladung zu betrachten seien? Wie wir nämlich im Abschnitte 3 sub d erwähnt haben, erhält man in höchst verdünnten Gasen bei negativ elektrischer Platinspitze und bei Ausschluss alternirender Entladung auf einer unter der Spitze befindlichen Metallplatte einen feinen Ueberzug von Platin. Diese von negativ elektrischer Spitze ausgehenden Metalltheilchen werden jedoch durch den Magnet, der Ablenkung des Glimmlichtes entsprechend, in axialer Richtung an die Glaswand geführt; bei den von uns unter gewöhnlichem Luftdrucke

durch alternirende Entladung der Leydener Flasche erzeugten Aufstreuungs- und Condensationsringen wurden dagegen die von der Spitze herrührenden Metalltheilchen, ebenso wie das Büschellicht, in äquatorialer Richtung an die Glaswand gebracht. Man ist daher zur Annahme berechtigt, dass die Aufstreuungs- und Condensationsringe ebenfalls durch positiv elektrische Entladung erzeugt werden. Diese Voraussetzung erscheint um so wahrscheinlicher, als wir in vorliegender Abhandlung nachgewiesen haben, dass bei gewöhnlichem Luftdrucke eine Aufreissung und Wegschleuderung von Metalltheilchen von Metallplatten und Kugeln nur durch positiv elektrische Entladung bewirkt wird, während unter denselben Umständen eine Wegführung von Metalltheilchen durch negativ elektrische Entladung nicht beobachtet wird.

Schlussergebnisse.

Es sei hier schliesslich noch eine kurze Zusammenstellung der von uns gewonnenen Resultate gegeben. Nach unseren Versuchen lassen die nach den verschiedensten Methoden erzeugten Ringfiguren vier bestimmte Formelemente erkennen, durch deren einzelnes oder combinirtes Auftreten sie hervorgebracht werden. Zwei von diesen Formelementen: die centrale Aufreissungsscheibe und die Oxydringe, sind an das Ausströmen von positiver Elektricität aus Metallplatte in Luft geknüpft, das dritte: die blanke Scheibe, an das Ueberströmen von negativer Elektricität; das vierte Formelement: die Aufstreuungs- und Condensationsringe, stammt seinem Materiale nach von der Spitze her, und auch hier dürfte es die positive Elektricität sein, welche die festen Metalltheilchen losreisst.

Die centrale Aufreissungsscheibe bildet die Mitte der positiven Figuren; sie ist ihrer Grösse nach unabhängig von dem Drucke der Luft oder des Gases, worin sie erzeugt wird; dies wurde bei Barometerständen von 10^{mm} bis 4 Atmosphären erprobt. Unterhalb 10^{mm} erhält man keine Aufreissungsscheibe mehr, und es tritt dann ausschliesslich Gasentladung ein. Die Aufreissungsscheibe ist in Luft oxydirt, in trockenem Wassertoffgase metallisch blank. Mit der Spitzendistanz wächst die Grösse derselben bis zu einem bestimmten Grade, nach dessen Erreichung sie wieder abnimmt. Die Thatsache, dass dieselbe nur an die Ausströmung positiver Elektricität gebunden ist, wurde nachgewiesen durch einseitige Aufreissung der positiven

Platte oder Kugel bei möglichstem Ausschlusse der alternirenden Entladung. Hieraus und aus der Unabhängigkeit der Grösse von dem Drucke der umgebenden Luft schliessen wir, dass die centrale Aufreissungsscheibe eine unmittelbare Wirkung des positiven Potentiales sei, welches sich in der Platte unter der Spitze, der Entladung vorangehend, herstellt. Dieser Umstand reiht die centrale Aufreissungsscheibe in die Artunterschiede der positiven und negativen Elektricität ein, und insbesondere steht er in guter Uebereinstimmung mit dem von Wiedemann und Rühlmann[1]) ausgesprochenen Satze: „dass zur Einleitung einer Entladung in einer Gasschicht an der positiven Elektrode ein grösseres Potential auf die auf der Flächeneinheit aufgehäufte Elektricität erforderlich ist als an der negativen Elektrode". Nach unseren gegenwärtigen Versuchen wäre also dieser Unterschied gross genug, um auf der positiven Platte eine Aufreissung zu bewirken, an der negativen nicht.

Die Oxydringe, welche auf der Platte in mehreren concentrischen Farbenringen die centrale Aufreissungsscheibe überdecken und umgeben, werden hervorgebracht durch eine von der Mitte nach aussen stetig abnehmende Oxydation. Ein blanker Gürtel, d. h. ein Ring von unoxydirter Metallfläche, den Grove und Riess zu beobachten glaubten, ist nicht vorhanden. Der scheinbar blanke Ring beruht auf einer höheren Stufe der Oxydation. Dies wiesen wir nach, indem wir direct durch fortgesetzte Einwirkung des Funkens die rothbraune Farbe des Saumes in die des blanken Gürtels überführten. Dem entsprechend konnten wir auch mittels der Löthrohrflamme eine durch Blasen eigenthümlich in die Länge gezogene elektrische Figur und auch durch Exposition einer Metallfläche über rother rauchender Salpetersäure eine in verdünnter Luft erhaltene elektrische Ringfigur nachahmen. Mit der Verdünnung des umgebenden Gases vergrössern sich die Oxydationsringe und nehmen gleichzeitig an Zahl zu. Der Feuchtigkeitsgehalt der Atmosphäre, worin sie erzeugt werden, übt auf ihre Ausbildung den grössten Einfluss; am ausgedehntesten und intensivsten gefärbt sind sie, wenn die Atmosphäre mit Feuchtigkeit gesättigt ist; sehr schwer und selbst nach langer Einwirknng nur in

1) Math.-phys. Ber. d. k. sächs. Gesellsch. d. Wissensch. 1871, 20. Oct. Vgl. Plücker: Pogg. Ann. Bd. 107 S. 89, 1859; Reitlinger: Sitzungsber. d. k. Akad. Wien Bd. 43 S. 531.

geringer Ausdehnung bekömmt man sie, wenn die Luft oder der Sauerstoff, worin sie erzeugt werden, sorgfältig getrocknet wurden. Wir schliessen daher, dass die Oxydringe zu einem grossen Theile, vielleicht sogar ausschliesslich von der elektrochemischen Zersetzung des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes herrühren.

Die metallisch blanke Scheibe wird auf negativ elektrischer Platte gebildet und entspricht in ihrer Ausdehnung stets der über der Platte schwebenden Glimmlichtscheibe. Ihre Grösse wächst wie diese mit der Verdünnung des Gases. Während wir den Druck von 745^{mm} bis 1,25^{mm} verminderten, vergrösserte sich der Durchmesser der Scheibe von 0,24 bis 22^{mm}. Je nach der Dichtigkeit der Luft und der Entfernung zwischen Spitze und Platte bestehen die aus diesem Formelemente gebildeten negativen Figuren aus einer sehr verschiedenen Anzahl von blanken Scheiben. Bei 6^{mm} Spitzendistanz und 745^{mm} Barometerstand erhielten wir 120—150 Scheibchen, bei 600^{mm} 80 Scheibchen, bei 220^{mm} 21, bei 180^{mm} 5, bei 160^{mm} 2, bei geringeren Drucken bis 1,25^{mm} nur eine Scheibe. Die Entstehung dieser Scheiben geschieht theils durch Reduction der nicht völlig oxydfreien Metalloberfläche, theils durch Bildung eines Oxydsaumes um dieselben in Folge einer schwachen Gegenentladung. Bei völligem Ausschlusse der Feuchtigkeit bekömmt man die blanke Scheibe nicht, wodurch wir veranlasst werden, die Reductionswirkung durch elektrochemische Ausscheidung des Wasserstoffes aus dem in der Luft befindlichen Wasserdampfe zu erklären.

Die Aufstreuungs- und Condensationsringe rühren von der über der Metallplatte befindlichen Spitze her und zeigen die grössten Verschiedenheiten je nach dem Materiale derselben. Figuren, welche aus diesem Formelemente bestehen, werden erhalten, wenn man in den Schliessungskreis eines grossen Inductionsapparates eine oder zwei Leydener Flaschen einschaltet; die Unterschiede zwischen den verschiedenen Figuren sind deutlicher erkennbar, wenn der elektrische Funken dabei nicht in Luft, sondern in reinem, trockenem Wasserstoffgase überschlägt. Die Aufstreuungsringe bestehen aus losgerissenen grösseren Partikelchen und haben die Farbe von Metallen in fein vertheiltem Zustande; sie werden bei Berührung der Platte sofort weggewischt. Die Condensationsringe dagegen entstehen durch dampfförmig auf der Platte niedergeschlagenes Metall, können polirt werden und zeigen dann die charakteristischen Metallfarben. Auch ohne Ein-

schaltung einer Leydener Flasche können Aufstreuungsringe erhalten werden, jedoch ist es hier schwieriger, Unterschiede je nach Anwendung verschiedener Metallspitzen wahrzunehmen. Im luftverdünnten Raume nehmen die mittels Leydener Flaschen erzeugten Figuren das Aussehen der ohne Condensation dargestellten Aufstreuungsringe an. In sehr verdünnten Gasen (unter 0,5 ^{mm} Druck) erhält man bei Ausschluss der Alternirung eine Ueberführung von Metalltheilchen der Spitze zur Metallplatte durch negativ elektrische Entladung, das sog. Platiniren.

Gemischte Figuren, welche gleichzeitig aus positiven und negativen Formelementen bestehen, werden durch alternirende Entladungen erzeugt. Bei der Leydener Flasche oder Batterie ist die Mischung ohne Einschaltung eines Widerstandes so stark, dass die Figuren nicht mehr als positiv oder negativ benannt werden können. Durch Einschaltung einer Luftstrecke kann man bei der Leydener Flasche sowohl wie bei dem Inductionsapparate die Alternirung theilweise oder gänzlich beseitigen und erhält dem entsprechend mehr oder weniger reine Figuren. Bei der Influenzmaschine macht sich ausser der alternirenden Entladung auch noch gleichzeitig eine mehrfache Entladung geltend, wodurch blumenblattähnliche und andere Formen der elektrischen Ringfiguren erhalten werden. Auch die Reibungselektrisirmaschine ist nicht ganz frei von Alternirung, jedoch lassen sich die mit derselben erzeugten Figuren deutlich unterscheiden. Die alternirende Entladung in den verschiedenen Fällen constatirten wir nicht nur durch die Zusammensetzung der Figuren selbst, sondern auch durch directe Beobachtung der Lichterscheinung während der Entladung.

Die Einwirkung des Magnetes konnten wir bei allen vier Formelementen nachweisen; sie werden sämmtlich äquatorial und einseitig nach jener Seite verschoben und in die Länge gezogen, nach welcher ein Stromelement im Sinne der Entladung durch den Magnet nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze abgelenkt wird. Die Aufreissungsscheibe und die Oxydringe zeigen hierbei Eiformen, die nach aussen spitz zulaufen, während die Ovalen der blanken Scheiben und des darüber schwebenden Glimmlichtes nach aussen hin sanft abgerundet sind. Daraus, dass die centrale Aufreissungsscheibe durch den Magnet eine Ablenkung erleidet, sieht man sich nach dem über das Wesen derselben oben Gesagten veranlasst, deren Formver-

änderung als eine directe elektromagnetische Einwirkung auf das positiv elektrische Potential in der Grenzfläche des Metalles selbst zu betrachten. Für die Ablenkung der Oxydringe genügt es eine elektromagnetische Einwirkung auf die über der Platte befindlichen, Elektricität überführenden Theilchen anzunehmen. Merkwürdig ist, dass das negative Formelement: die blanke Scheibe und das ihr entsprechende Glimmlicht auf einer Platte ebenso wie die positiven Formelemente äquatorial und einseitig in die Länge gezogen wird, dass daher hier jener Gegensatz im magnetischen Verhalten nicht wahrgenommen wird, welchen Plücker am positiven und negativen Lichte in Geissler-schen Röhren unter Anwendung von Drahtelektroden entdeckt und kurz dahin ausgesprochen hat, das Büschellicht folge den gewöhnlichen elektromagnetischen Gesetzen, während das Glimmlicht sich in die magnetischen Kraftlinien, welche durch die Polenden und die Elektrode gehen, einstelle. Die Thatsache endlich, dass die Ablenkung nach dem Biot-Laplace'schen Gesetze auch auf jene Metalltheilchen wirkt, aus denen die Aufstreuungsringe gebildet sind, führt zu dem Schlusse, dass dieselben durch positiv elektrische Entladung losgerissen und auf der Platte ausgestreut werden.

Durch diese hier in Kürze zusammengefassten Ergebnisse unserer Untersuchungen sehen wir uns veranlasst, die Entstehung der elektrischen Ringfiguren, gegenüber den eingangs skizzirten Theorien der früheren Forscher, in folgender Weise zu erklären.

Die elektrischen Ringfiguren entstehen nur durch zwei Wirkungen des von einer Metallspitze zu einer Metallplatte übergehenden elektrischen Funkens, nämlich einerseits durch Losreissung von Metalltheilchen der Spitze oder Platte unter dem ausschliesslichen Einflusse des positiven Potentials und andererseits durch elektrochemische Zersetzung des in der Luft oder dem Gase enthaltenen Wasserdampfes, welche bei positiver Platte Oxydation, bei negativer Reduction bedingt. Von der ersteren Wirkung des Funkens rühren her die centralen Aufreissungsscheiben, wie auch die Aufstreuungs- und Condensationsringe; durch die zweiterwähnte werden die Oxydringe und die blanken Scheiben gebildet. Da aus diesen vier Formelementen alle elektrischen Ringfiguren zusammengesetzt sind, so ist hierdurch deren Erklärung gegeben.

Erläuterung der Tafel VII.

1. Centrale Aufreissungsscheiben. (Positive Figuren.)

Fig. 1.	Bei 4 Atmosph. Luftdruck, 3^{mm} Distanz, 5 Min. Stromdauer.	
„ 2.	„ 1 „ „ 3 „ 5 „ „	

2. Oxydringe. (Positive Figuren.)

Fig. 3.	Durch Wegblasen der Aureole entstanden.	
„ 4.	Bei 745^{mm} Luftdruck	3^{mm} Distanz, 10 Min. Stromdauer.
„ 5.	„ 300 „	
„ 6.	„ 150 „	
„ 7.	In trockener Luft	745^{mm} Luftdruck, 15 Min. Stromdauer, 3^{mm} Distanz.
„ 8.	In nicht getrockneter Luft	
„ 9.	Beim Maximum der Feuchtigkeit	

3. Blanke Scheiben. (Negative Figuren.)

Fig. 10.	Bei $1{,}25^{mm}$ Luftdruck	10^{mm} Distanz, 15—25 Min. Stromdauer.
„ 11.	„ 2,5 „	
„ 12.	„ 40,0 „	
„ 13.	„ 160 „	
„ 14.	„ 190 „	
„ 15.	„ 300 „	
„ 16.	„ 600 „	
„ 17.	„ 750 „	

4. Aufstreuungs- und Condensationsringe.

In Wasserstoffgas, mit Rühmkorff und Leydener Flasche, auf Kupferplatten.

Fig. 18.	Mit Aluminiumspitze.	Farbe:	weisslich.
„ 19.	„ Eisenspitze.	„	rothbraun.
„ 20.	„ Platinspitze.	„	violettbraun.
„ 21.	„ Kobaltspitze.	„	violettbraun.
„ 22.	„ Silberspitze.	„	tiefschwarz, Aussenkreis grau.
„ 23.	„ Bleispitze.	„	dunkelblau, veränderlich.
„ 24.	„ Antimonspitze.	„	graublau, Aussenkreis braunschwarz.
„ 25.	„ Palladiumspitze.	„	tiefschwarz.
„ 26.	Ohne Leydener Flasche. Platinspitze auf Platinplatte. Farbe grau.		

5. Gemischte Figuren.

Fig. 27.	Mit dem Inductionsapparat.
„ 28. „ 29.	Mit der Holtz'schen Influenzmaschine.

6. Durch den Magnet abgelenkte Figuren.

Fig. 30.	Aufreissungsscheiben mit verschieden starken Magnetkräften.
„ 31. „ 32. „ 33.	Oxydringe bei Drucken von 20 bis $0{,}5^{mm}$ mit verschieden starken Magnetkräften.
„ 34.	Gemischte, sog. positive Figur bei gewöhnlichem Luftdruck.
„ 35.	Negative Figur bei 3^{mm} Luftdruck, auf kleiner runder Platte.
„ 36.	Negative Figur bei $0{,}5^{mm}$ Luftdruck, auf äquatorialem Metallstreifen.
„ 37.	Aufstreuungs- und Condensationsring mit Antimonspitze.

Neue elektrische Staubfiguren

als Beitrag zur Erklärung der Erscheinungen in den Geissler'schen Röhren und zur Widerlegung der Crookes'schen Hypothese.

Von

Director **Dr. Ivan Zoch.**

(Mit Tafel VIII.)

(Aus dem Jahresbericht des k. k. Realgymnasiums in Sarajevo für 1879—80 vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Das bekannte, jedoch bis zu dieser Zeit noch nicht vollkommen enträthselte Phänomen in den Geissler'schen Röhren bietet uns, abgesehen von der neuesten, sensationellen, seltsamen Hypothese des Engländers William Crookes [1]) von dem vierten Aggregationszustande, oder der sog. strahlenden Materie, die wir am Schlusse dieser Abhandlung einer näheren Betrachtung würdigen werden, zwei Erscheinungen dar. Die eine ist rein optischer, die andere rein mechanischer Art. Beide Erscheinungen begleitet noch eine Wärme-, nach Umständen auch eine chemische und magnetische Erscheinung, ganz in der Art und Weise, wie wir es bei einer jeden elektrischen Entladung finden.

Der optische Theil der Erscheinung in den Geissler'schen Röhren, dessen Entstehungsursachen bereits bekannt sind, wenn auch, wie Wüllner sagt [2]), dabei noch manches dunkel bleibt, verdankt seine Entstehung dem Glühendwerden der Gasmoleküle [3]), durch welche der elektrische Strom geht, und in Folge des Leitungswiderstandes die Erwärmung derselben zu Stande bringt. Dieses haben spectralanalytische Untersuchungen [4]), sowie auch der Umstand, dass im völlig luftleeren Raume kein Funke möglich ist [5]), zur Genüge klargelegt.

---

1) Časopis pro pestovani Mat. a fys., Prag 1880, S. 180. Strahlende Materie etc., übersetzt von Dr. Gretschel, Leipzig 1879.

2) Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 2 S. 963.

3) Wiedemann, die Lehre vom Galvanismus Bd. 2 S. 289.

4) Wüllner a. a. O. Bd. 2 S. 249 ff.

5) Wiedemann a. a. O. Bd. 2 S. 214; Gassiot: Phil. Trans. 1858.

Der zweite Theil der Erscheinung in den Geissler'schen Röhren, dem ich den Charakter eines mechanischen beifügte, besteht in der Schichtung des verdünnten Gases in den Röhren. Die Ursache dieser Schichtung ist noch nicht zur Genüge erklärt worden, obwohl sich viele grosse Physiker mit der Lösung dieser Erscheinung befasst haben.

Wüllner[1]) geht auf die Versuche, die Schichtung zu erklären, gar nicht ein, da, wie er sagt, diese Versuche den Umstand ausser Acht lassen, dass die Schichtung nicht immer auftritt, indem in kürzeren Röhren und bei passenden Drucken, wo die Lichterscheinung am schönsten sich entwickelt, keine Schichtung beobachtet wurde. Hiermit beweist er, dass die Lichterscheinung ein besonderer, von der Schichtung nicht bedingter Vorgang sei.

Desgleichen ist die Schichtung auch von der Verdünnung des Gases unabhängig, und Wiedemann hat, wie wir es unten beweisen werden, nicht Recht, wenn er behauptet[2]): „die Schichtung ist endlich abhängig von der Verdünnung des Gases in den Röhren"; denn er müsste sagen: „das Erglühen und das Sichtbarwerden der Schichtungen der Gasmoleküle ist von der Verdünnung des Gases abhängig", da die Schichtung der Luftsäule, wie wir es später sehen werden, auch beim gewöhnlichen Drucke, wo das leuchtende Erglühen der Moleküle nicht möglich ist, auftritt.

Wir wollen jedoch der Sache hiermit nicht vorgreifen, und wollten nur auf die Verschiedenheit der beiden Hand in Hand gehenden Erscheinungen hingedeutet haben.

Da gleiche Ursachen gleiche Folgen haben, so war ich bemüht, nachdem ich eingesehen habe, dass die Schichtung des Mediums in den Geissler'schen Röhren beim Durchgange des Stromes nicht von der Verdünnung des Gases, also nicht von der Lichterscheinung abhängig ist, und dass die Verdünnung des Gases nur das Glühendwerden der Gasmoleküle und somit das Sichtbarwerden der Schichten ermöglicht, nicht aber die Schichtung selbst bedingt, diejenigen Schichtungen, welche beim Durchgange des langsam sich entladenden Stromes bei gewöhnlichem Druck entstehen, sichtbar su machen.

Zu diesem Zwecke nahm ich Röhren von 10—30 ^{cm} Länge und 1—3 ^{cm} Durchmesser, verkorkte beide Enden, führte durch die Korke Kupferdrähte ein, die 1—2 ^{cm} in die Röhre hineinragten, füllte die

1) a. a. O. Bd. 4 S. 963.
2) a. a. O. Bd. 2 § 968.



Röhren mit Rauch an und legte das eine Röhrenende leitend an den Conductor einer Winter'schen Elektrisirmaschine mit einer Scheibe von ca. 60^{cm} Durchmesser an, indem ich das zweite in der Hand hielt. Hierbei wurde die Elektricität des negativen Conductors mittels eines Drahtes, den ich durch die Bretterfugen des Bodens hineinzwängte, in die Erde abgeleitet.

Schon bei einigen Umdrehungen gerieth der Rauch in Bewegung, es erfolgte eine Strömung von dem positiven Pole gegen den negativen hin, am negativen Pole dagegen und in der Mitte der Röhre beobachtete man deutlich wirbelnde Verdichtungsstellen, also eine Schichtung des Mediums. Nachdem ich mich auf diese Weise überzeugt habe, dass eine Schichtung des Mediums in der Röhre auch bei dem gewöhnlichen Luftdrucke, wo die Menge der Gasmoleküle das Glühendmachen derselben verhindert, möglich ist [1]), suchte ich ein passendes Medium, um die Schichtungen fixiren zu können, da im elastischen Gase jede Schichtung verschwindet, sobald die Wirkung des Stromes aufhört, und bei der gewöhnlichen Dichte des Gases, wo das Erglühen der Moleküle desselben unmöglich ist, unsichtbar bleibt.

So füllte ich probeweise die Röhren zuerst mit Magnesia, dann mit Schwefelblüthen, mit Minium, Kienruss etc. an. Bei allen diesen Substanzen sah ich mehr oder weniger dieselbe Erscheinung wie früher. Die Substanz wurde beim Durchgehen des Stromes in den Röhren aufgewirbelt, vom positiven Pole gleichfalls büschelartig oder strahlenförmig bis zu einer Entfernung geschleudert, wo sie sich anfangs sammelte, schichtete, nach einer längeren Einwirkung des Stromes jedoch constant zum negativen Pole getrieben wurde, an dem sie sich endlich ansammelte. Doch zeigten sich diese Mittel nicht praktisch genug, da schon nach dem ersten Durchgange des Stromes sehr viele Staubtheile an den Wänden haften blieben, gleichsam als wenn diese nass geworden wären, und das weitere Experimentiren unmöglich machten. Ich reinigte und trocknete die Röhren sorgfältig, jedoch vergebens, die vermeintliche Nässe der Wände stellte sich abermals ein, und der durch Anschlagen der Röhre abgeschüttelte Staub zeigte gleichfalls dieselbe Eigenschaft, als wenn er nass wäre.

Aus diesem Grunde musste ich einen schwereren Staub wählen, der durch die eigene Schwere der Anziehung der elektrischen Wände der Röhre widerstehen würde, und wählte so das gewöhnliche Bronzepulver.

1) Vgl. den Versuch Faye's in Metalldämpfen: Compt. rend. 1861 T. 53 p. 493.

Die verschiedenen Glasröhren wurden abermals vollkommen geputzt, getrocknet und mit den mit Kupferdrähten durchgestossenen Korkstöpseln verstopft, nachdem ich eine gewisse Menge Bronzepulver der ganzen Länge nach in die Röhre geschüttelt habe.

Die Röhre wurde mittels eines Retortenhalters befestigt und mit dem einen Ende leitend mit dem Conductor der Elektrisirmaschine, an welcher der negative Conductor mit der Erde in Verbindung stand, verbunden; das andere Ende hielt ich anfangs in der linken Hand, indem ich mit der rechten die Scheibe drehte; späterhin zeigte es sich aber, dass dies nicht nothwendig sei und die Luft allein genügend den Strom weiter leite. Sobald ich die Elektrisirmaschine in Bewegung setzte, schossen in pfeilgerader Richtung die Bronzetheilchen vom positiven Pole gegen den negativen hin (wie wir es in Fig. 18 Taf. VIII sehen), darauf folgte sogleich ein Wirbeln der Staubtheilchen, und in den nächsten Secunden hatte ich in der Röhre das Bronzepulver so gelagert, wie es in Fig. 1 zu sehen ist. Das weitere Zuleiten der Elektricität änderte nicht mehr die Form der Schichten, nur die Staubtheilchen an den Rändern der Schichten blieben in oscillirender Bewegung, welche sich vermehrte, sobald ich die Elektrisirscheibe schneller oder langsamer bewegte, und flogen stets weiter gegen den negativen Pol hin. Nach einer längeren Einwirkung des Stromes häufte sich das gesammte Bronzepulver am negativen Pole an. So weit liess ich es jedoch nicht kommen, und unterbrach die Einwirkung des Stromes, sobald die Figur deutlich genug war. Nachdem ich die Figur in der Röhre aufs Papier übertragen hatte, vertheilte ich das Bronzepulver durch Schütteln abermals gleichmässig in der Röhre und wiederholte das Experiment. Abermals bemerkte ich jenes Schleudern und Wirbeln, bekam jedoch gegen meine Erwartung nicht dieselbe Figur, sondern eine andere, die wir in Nr. 2 sehen. Der leere Raum um den positiven Pol ist kleiner geworden, dagegen wurde die Anhäufung des Pulvers am negativen Pole bedeutend grösser; dazwischen befanden sich vier Schichten, von denen zwei breiter und zwei enger waren. Ich wiederholte den Versuch mit derselben Röhre damals und in den nächsten Tagen gegen hundertmal und notirte die Figuren. Die Röhre gab zwei, drei bis fünf Schichten. Alle die Figuren hatten mehr weniger die Form, wie wir sie in Nr. 1, 2 und 3 sehen. Unter allen diesen Versuchen konnte ich jedoch kaum drei Figuren herausfinden, bei denen die Schichten genau dieselbe Lage gehabt hätten. Die

Ursache liegt wohl in der ungleichen Vertheilung des Staubes in der Röhre vor dem Versuche, sowie auch in der Ungleichmässigkeit der elektrischen Kraft.

Später bohrte ich über dem positiven Pole der Röhre ein Loch in dieselbe, befestigte dort einen Trichter, aus welchem, während die Elektrisirmaschine in Bewegung erhalten wurde, Bronzepulver auf die Elektrode fiel. Bei dieser Procedur wurde die Lage der Figur, wenn ich durch ein gleichmässiges Drehen der Scheibe den Strom ungefähr in gleicher Stärke erhielt, constanter. Auch schüttelte ich das Bronzepulver nur an den positiven Pol: die Staubtheilchen schossen, sobald die Scheibe gedreht wurde, geradlinig fort, wirbelten hin und her und gaben dann ebenso eine oder eine ähnliche Figur, als wenn das Pulver längs der Röhre vertheilt gewesen wäre.

Bei ununterbrochener, wiederholter Benutzung einer und derselben Röhre schwand die Menge der Schichten, und ich bekam dann stets mit allen Röhren und unter allen Umständen nur die Fig. 4.

Wurden nach der ununterbrochenen Benutzung einer Röhre die Pole gewechselt, so kam entweder die Fig. 5 oder die Fig. 17 zum Vorschein. Beide sind fast gleich und charakteristisch durch die Concavität der langen Schichte, welche gegen den positiven Pol gerichtet ist.

Diese beiden Erscheinungen sind bedingt durch den Einfluss der elektrisch gewordenen Wände der Röhre und die dadurch entstandene „gewisse Feuchtigkeit“, denn am nächsten Tage, nachdem die Röhren im Trockenkasten getrocknet wurden und ihre Elektricität verloren hatten, bekam ich abermals verschiedene Schichtungen des Bronzepulvers, von denen die schönsten und instructivsten auf Tafel VIII sammt Angabe der Länge und des Lichtendurchmessers der Röhren in Centimetern zu ersehen sind.

Wenn man die Röhre, nachdem sich die Figur gebildet hat, indem man sie in der Mitte anfasst, von der Elektrisirmaschine entfernt und an einem Pole mit dem Finger berührt, so bemerkt man oft einen kleinen Funken, der aus der elektrisch gewordenen Röhre herausspringt und den Staub am Rande der Schichten mehr oder weniger aufwirbelt, ja selbst die Schichten verrückt.

Als ich nach einer längeren Unterbrechung meiner Versuche dieselben abermals wiederholen wollte, konnte ich beim besten Willen keine andere Figur als die unter Nr. 4 erhalten. Die Luft war sehr feucht und die Funkenweite der Elektrisirmaschine zum Funkenzieher

betrug kaum 3 cm Länge. Da ich den Grund des Misslingens in der Schwäche des elektrischen Stromes vermuthete, ladete ich eine kleine Leydener Flasche und näherte mich mit dem Knopfe derselben schnell einem Pole der am Tische gelegenen Röhre, ohne dass ich den zweiten Pol, dessen Drahtende in eine Oese umgebogen war, leitend verbunden hätte. Und siehe, nach einem längeren leisen Zischen und Wirbeln bekam ich eine schöne Figur. Der Versuch wurde wiederholt und zwar mit demselben Effecte. Die Figuren 10, 11 und 14 sind auf diese Art entstanden.

Mit Inductionsströmen konnte ich diese Versuche nicht wiederholen, da mir ein Inductionsapparat mit entsprechender Stromintensität nicht zur Verfügung stand.

Da jedoch die Erscheinungen in den Geissler'schen Röhren am Conductor einer Elektrisirmaschine, wenn man in dieselben nur die positive Elektricität leitet, ebenso schön dargestellt werden können [1]) als mittels eines Inductionsstromes, so ändert der Umstand, dass ich nur einen continuirlichen Strom benutzte, an der Sache gar nichts, da es bereits bewiesen ist [2]), dass die Stromunterbrechungen auf die Erscheinung in den Geissler'schen Röhren keinen Einfluss haben und die Schichtungen beim continuirlichen Strome in derselben Art und Weise wie beim inducirten zu Stande kommen.

Die elektrische Spannung am Conductor muss der Grösse der Röhre entsprechend und eher grösser als zu klein sein. Bei einer zu kleinen Spannung kommen die Figuren nur undeutlich und mit wenig Schichtung zum Vorschein. Ist dagegen die Spannung zu gross, so überspringt der Funke durch die Röhre hüpfend das Bronzepulver und verursacht keine Schichtung. Aus diesem Grunde kann man mittels einer gefüllten Leydener Flasche nur dann eine schöne Figur von Schichten erzielen, wenn man den zweiten Pol nicht leitend verbindet und somit die Elektricität nicht überschlagen, sondern nur

1) Wiedemann sagt (a. a. O. Bd. 2 § 966 S. 329): „Ebenso bemerkt man, wenn die Elektricitäten von der Elektrisirmaschine den Elektroden zugeführt werden, keine Schichtung. Verzögert man aber die Entladung, so kann man auch mittels einer Elektrisirmaschine die Schichtungen in ihrer Vollkommenheit bekommen." Zu diesem Zwecke nehme ich die Geissler'sche Röhre bei dem einen Ende zwischen die Finger und nähere sie mit dem andern Ende mehr oder weniger dem Conductor, oder lege sie bei schwacher Spannung sogar an denselben. Der negative Conductor bleibt dabei mit der Erde verbunden. Hierdurch wird die Entladung verzögert und die Schichtung deutlich sichtbar.

2) Wiedemann a. a O. Bd. 2 § 965; Quet.

ausströmen lässt, ganz in der Weise wie bei den Geissler'schen Röhren [1]).

Sehen wir nun unsere Figurentafel an und vergleichen diese neuen Staubfiguren mit der Erscheinung in den Geissler'schen Röhren.

Schon beim ersten Anblicke kann man die grösste Analogie nicht verkennen, die da besteht, und wenn wir uns noch näher in eine Vergleichung derselben einlassen, so werden wir sehen, dass diese Figuren mit den Figuren in den Geissler'schen Röhren eine und dieselbe Erscheinung sind, mit dem Unterschiede, dass in den Geissler'schen Röhren das stark verdünnte, geschichtete Medium durch das Erglühen der Moleküle in den dünneren Schichten, hier aber durch das Anlagern des Bronzepulvers sichtbar wird.

Um uns den Vergleich dieser Figuren mit den Geissler'schen zu erleichtern, wollen wir Seite 954 des Lehrbuches der Experimentalphysik von Wüllner aufschlagen und nach der dort angegebenen Reihe das Phänomen ins Auge fassen.

„Das positive Büschellicht reicht gewöhnlich nicht ganz bis zur negativen Elektrode, so dass zwischen dem Lichte der positiven und dem blauen der negativen ein ziemlich breiter dunkler Raum bleibt", heisst es da von den Geissler'schen Röhren. Dasselbe sehen wir auch an unseren Figuren. Die Verdünnungsschichte (das positive Licht) nimmt meistens den grössten Raum ein, so in Fig. 1, 3, 8, 9, 11, 12, 15, 16 und 17, und ist zwischen den Mittelschichten und der negativen Verdünnungsschichte (dem negativen Lichte) meistens eine grössere Verdichtungsschichte (dunkler Raum) zu sehen, so z. B. in Fig. 2, 3, 12, 13, 15.

„Das positive Licht besteht aus abwechselnden hellen und dunkeln Schichten, die senkrecht zur Richtung des Stromes stehen." Dem entsprechend finden wir besonders in den Figuren 1, 2, 10, 11, 13, 14, 15 die Verdünnungs- und Verdichtungsschichten senkrecht auf die Richtung des Stromes gelagert.

„Diese Schichtung ist nicht sehr deutlich, wenn die Geissler-schen Röhren nur Luft enthalten; tritt dagegen sehr deutlich auf, wenn man darin Dämpfe von Holzgeist, Naphtha, Terpentinöl, Alkohol, etwas Phosphordampf etc. hineinbringt." Dieselbe Erfahrung machte

1) Wiedemann a. a. O. Bd. 2 § 966; van der Willigen: Pogg. Ann. 1856 Bd. 98 S. 494.

ich bei meinen Figuren, denn nicht mit allen Medien konnte ich sie in derselben Schönheit erzielen wie mit dem Bronzepulver. Dieses Factum wird man sich bald erklären können, wenn man bedenkt, dass die den verschiedenen Körpern eigene, verschiedene Adhäsions-, Cohäsions- und Expansionskraft den Strom auf verschiedene Weise hemmt, wodurch auch abweichende Schichtungen und bei den Gasen ein verschiedenes Erglühen der Moleküle erfolgen muss.

„In der Nähe des positiven Poles erscheinen die hellen Schichten stark gegen den negativen Pol convex, in weiterer Entfernung von der positiven Elektrode sind die Schichten flacher." Etwas Aehnliches findet man auch an meinen Figuren, so z. B. die Verdünnungsschichte bei 14 in Fig. 10, bei 2 in Fig. 8, die Verdünnungsschichten 18—24 und 25—29 in Fig. 15 und die erste positive Verdünnungsschichte 25—29 in Fig. 16 und 17. Alle diese Verdünnungsschichten (= Lichtschichten) sind gegen den negativen Pol hin stark convex. Dagegen habe ich auch eine concave und zwar bei 5 in der Fig. 14 zu verzeichnen, doch bin ich geneigt, sie für eine negative Verdünnungsschichte (eine Schichte des negativen Glimmlichtes) zu halten, da auch bei den Geissler'schen Röhren das blauviolette Licht des negativen Poles oft geschichtet erscheint. Eine deutliche negative Schichtung sehen wir an der Fig. 8.

„Die Formen, welche die Lichterscheinung in den Geissler'schen Röhren annimmt, hängen wesentlich von den Dimensionen der Röhren[1]), dem Drucke des eingeschlossenen Gases, ausserdem aber noch von den Umständen ab, unter denen man die Entladung eintreten lässt[2])." Auf ganz dieselbe Art hängt die Form auch bei meinen Figuren wesentlich von den Dimensionen der Röhren ab. In Röhren, deren Durchmesser kleiner war als ein halber Centimeter, konnte ich keine Schichtung mehr hervorbringen; desgleichen bekam ich in einer Cylinderflasche von 8—10 ^{cm} Durchmesser keine Schichtungen; das Bronzepulver wurde so zu sagen augenblicklich gegen das negative Ende geschleudert und sammelte sich dort an. Die schönsten Schichtungen erzielte ich mit Röhren von 1,4—3 ^{cm} Durchmesser und 18—30 ^{cm} Länge. Die Figuren hängen nicht direct von dem Drucke des eingeschlossenen Gases ab, wohl aber indirect, so weit derselbe den Leitungswiderstand vergrössert oder verkleinert, und somit die Entladungsart ändert.

1) Wüllner a. a. O. Bd. 4 S. 960.

2) Grove: Philos. Mag. 4. Ser. Vol. 16.

Die Schichtung ist demnach einerseits durch das Verhältnis der elektrischen Spannung zum Widerstande im Innern der Röhren, andererseits durch die Form derselben bedingt. Ist das Verhältnis der Spannung zum Widerstande ein solches, dass der Strom weder momentan noch partiell sich entladen kann, sondern dass er sich nur „ergiesst", so erfolgt im Medium einer Röhre, deren Dimensionen entsprechend sind, stets ein Vorwärtstreiben und ein Abstossen der Moleküle durch die Wände und in Folge dessen eine Schichtung. Wächst der Widerstand durch das Verdünnen des Mediums so stark, dass dessen Moleküle in den Verdünnungsschichten glühend werden können, so wird die Schichtung als eine optische Erscheinung sichtbar. Bei einer noch grösseren Verdünnung verliert sich das Sichtbarwerden der Schichtungen abermals, da im ganzen Mittel zu viel Widerstand ist und die Moleküle sowohl der Verdünnungs- als auch der Verdichtungsschichten ins Glühen gerathen.

„Wenn man mit einer Geissler'schen Röhre einige Zeit experimentirt, den Strom dann unterbricht, die Pole derselben aber mit den Fingern berührt, so bemerkt man ein helles Aufleuchten, ganz so, als wenn der Strom hindurchgegangen wäre." Man nennt dies das Nachleuchten. Ganz dieselbe Erscheinung bemerkte ich bei meinen Röhren. Wenn ich die Röhre vom Conductor entfernte, den einen oder beide Pole mit den Fingern berührte, so wurde das Bronzepulver am Rande der Schichten aufgewirbelt, ja selbst die Schichten verrückt.

Aus dieser Parallele ersieht man nun zur Genüge, dass meine Figuren mit den Schichtungen in den Geissler'schen Röhren identisch sind und die Erscheinung in denselben dahin erweitern, indem sie den Beweis liefern, dass ein bewegliches, im fein vertheilten Zustande befindliches, also schlecht leitendes Medium in Röhren von gewisser Dimension und bei einem gewissen Verhältnisse der elektrischen Spannung zu dem Widerstande von dem Strome vor sich geschoben, abgestossen, mehr oder weniger geschichtet wird, somit in eine schwingende Bewegung geräth. Diese schwingende Bewegung wurde bereits auch von De la Rive beim Entstehen der Schichten während des Evacuirens der Geissler'schen Röhren an der Quecksilbersäule des Manometers beobachtet[1]), jedoch nicht genügend gewürdigt.

1) Wiedemann a. a. O. Bd. 2 § 969 S. 331.

Da eine Erklärung dieser Entladungsformen in den Röhren bei der Complication der Erscheinung, wie Wüllner sagt[1]), eine sehr schwierige und trotz vielfacher Versuche allgemein noch nicht gelungen ist, so fühle ich mich gezwungen, bevor ich zur Erklärung der Schichtenbildung bei der „strömenden" Entladung in Röhren schreite, in Kürze alle bis jetzt gangbaren Erklärungen dieser Erscheinung so, wie ich dieselben in Wiedemann's „Die Lehre vom Galvanismus" vorfinde, anzuführen, um so das Vergleichen unter einander, sowie mit meiner Theorie zu erleichtern.

So hält Riess[2]) die Schichtung des elektrischen Lichtes für eine discontinuirliche Entladung gleich der Entladung einer Batterie durch einen dünnen Draht, welcher durch dieselbe in scharfen Ecken umgebogen und zerrissen werden kann, und sieht die Stellen, an denen die Funkenentladung mit der continuirlichen Entladung wechselt, für die Lichtschichten an. Da die Anhäufung von Elektricität — meint Riess — an der positiven Elektrode am grössten ist, so können wir annehmen, dass von dieser Elektrode zuerst ein Funke ausgeht und hierdurch die Luft vor derselben verdichtet wird; dadurch leitet sie die continuirliche Entladung besser, und in ihr findet dann eine Leitung der Elektricität ohne Lichtentwicklung statt, bis sie wieder in der folgenden Schichte von verdünnter Luft in Funkenform übergeht.

Quet und Seguin[3]) schliessen sich der von Riess aufgestellten Ansicht nicht an, indem sie die Bildung dichterer und dünnerer Luftschichten auf die Vertheilung der Elektricitäten schon vor der eigentlichen Bildung eines Funkens zurückführen. Es theile sich, meinen sie, das Medium in einzelne, von den Elektroden aus immer schwächer elektrisirte, abwechselnd positiv und negativ geladene Schichten, welche sich gegenseitig abwechselnd verdichten und verdünnen und bei gehöriger Verdichtung in Funkenform entladen.

Reitlinger[4]) glaubt, dass durch die Inductionsströme eine derartige Zersetzung der in den Röhren enthaltenen Gase stattfinde, dass sich die Zersetzungsproducte schichtenweise lagern. Später glauben Reitlinger und Zerjau[5]) die Ursache der Schichtenbildung in

1) a. a. O. Bd. 4 S. 962.
2) Pogg. Ann. 1859 Bd. 106 S. 77; Wiedemann a. a. O. Bd. 2 § 971.
3) Ann. de Chim. et de Phys. 1862 (3) T. 65 p. 317.
4) Sitzungsber. d. Wiener Akademie Bd. 43 S. 15.
5) ebd. Bd. 46 S. 352.

einer mechanischen Theilung der Gase, in bewegte und ruhende Schichten, wobei die schlechter leitenden ins Glühen gerathen, gefunden zu haben.

Wiedemann[1]) meint, dass die mit grosser Geschwindigkeit z. B. von der positiven Elektrode fortgeführten leuchtenden Gasmoleküle beim Auftreffen auf die davor liegende ruhende Gasschichte ihre Geschwindigkeit und ihre Leuchtkraft verlieren. Zugleich werden aber in jener Gasschichte die Elektricitäten vertheilt; die negativen Gastheilchen gleichen ihre Elektricität mit der der ankommenden positiven Theilchen aus, die positiven bewegen sich mit grosser Geschwindigkeit und bis zum Leuchten erhitzt weiter zur nächsten ruhenden Gasschichte u. s. f.

Endlich sucht De la Rive[2]) die Ursache der Schichtenbildung in einer mechanischen Bewegung der Luft und meint, dass die dichteren Schichten schlechter leitend wären als die dünneren, und dass sie deshalb erglühen.

Obwohl die momentane, partielle, discontinuirliche und „strömende“ oder „fliessende“ Entladung ein und derselbe Vorgang ist, so ist doch der Unterschied dieser Vorgänge so augenscheinlich, dass man diese Unterschiede mit Recht beibehalten muss, ebenso wie man beim Wasser einen Fall, ein Hüpfen, Strömen und Fliessen oder Ergiessen unterscheidet.

Eine momentane Entladung erfolgt dort, wo die elektrische Spannung verhältnismässig gross, der Widerstand aber verhältnismässig klein ist. Wird das Verhältnis zwischen Spannung und Widerstand kleiner, so wird die Entladung eine langsamere, partielle, der Funke theilt sich, erwärmt aber dem entsprechend das Medium. Wird der Widerstand noch grösser, so kann kein Funke entstehen, die Elektricität ist gezwungen, sich von einem Moleküle zum zweiten durchzuarbeiten, wodurch sie dieselben erwärmt und, wenn es möglich ist, vor sich hinschiebt. Nur in diesem letzten Falle, also bei einer strömenden Entladung oder kurz bei einer Ausströmung der Elektricität, ist eine Schichtung des Mediums möglich.

Wenn wir Bronzepulver in die Nähe einer in Thätigkeit gesetzten Elektrisirmaschine bringen, so wird dasselbe nach allen Richtungen hin förmlich weggeblasen: die Moleküle bekommen, noch

1) a. a. O. Bd. 2 § 974.

2) Compt. rend. T. 56 p. 669; Archives des Sc. phys. et nat. nouv. Sér. T. 18 p. 53; Ann. de Chim. et de Phys. (4) T. 8 p. 455.

bevor sie in die Berührung mit dem Conductor kommen, die Elektricität des Conductors, werden deshalb nach allen Seiten hin divergirend weggeschleudert. Befestigt man aber am Funkengeber des Conductors ein nach aussen offenes Glasrohr, Fig. 18 (ein Stück einer Eudiometerröhre), welches am anderen Ende einen Platindraht eingeschmolzen hat, mittels desselben leitend, füllt dieselbe mit Bronzepulver (*a*) und setzt die Elektrisirmaschine in Thätigkeit, so wird das Pulver in der Röhre aufgewirbelt und förmlich in einem in sich selbst parallelen Strahle wie aus einem Geschütze gradaus herausgeschleudert. Diese Aenderung der Richtung ist jedenfalls nur dem Einflusse der Röhrenwände zuzuschreiben, von denen die Moleküle abgestossen werden.

Hätte ich zu jener Zeit, als ich diese Versuche in Essek im Laufe des vorigen Jahres machte, bereits Kenntnis gehabt von den sensationellen Versuchen des Engländers W. Crookes, so hätte ich die Sache jedenfalls weiter verfolgt, um auf diese Weise in die erwähnten Versuche einzudringen. Jetzt aber in Bosnien, so lange das Gymnasium nicht auf mehr Klassen anwächst, ohne jegliche physikalischen Behelfe, muss ich mich begnügen, aus dem beim Experimentiren mit meinen Röhren Beobachteten auf die erwähnten Versuche zu reflectiren, was ich am Schlusse dieser Abhandlung thun werde.

Das Factum, dass der Conductor das Bronzepulver in divergirender, die offene Röhre aber in gerader Richtung abstösst, sowie die Bronzepulver-Figuren in den Röhren bestätigen mich in der Meinung De la Rive's, dass die Ursache der Schichtung eine mechanische sei. Was jedoch die Verdichtungs- und Verdünnungsschichten betrifft, da zeigen meine Figuren auf ein Gegentheil der De la Rive'schen Meinung; denn nicht die Verdichtungs-, sondern die Verdünnungsschichten sind die leuchtenden, wie man das aus dem Vergleiche der Schichten in meinen und den Geissler-schen Röhren ersieht.

Die Entstehungsart der Schichten will ich in Folgendem klarlegen.

Sobald die Elektricität in die Röhre gelangt, sättigen sich sowohl die Wände derselben als auch die Gasmoleküle[1]) mit der eintretenden

1) Dass die Moleküle dieselbe Elektricität besitzen, welche der Röhre mitgetheilt wurde, und dass hierbei keine elektrische Vertheilung im Spiele ist, bewies W. Crookes dadurch, indem er zeigte, dass sich die „strahlende Materie" abstosse. Časopis pro pest. Mat. a fys. Bd. 9 S. 186 ff.

Elektricität. Die Folge davon ist, das sowohl die Elektrode als auch die Wände das Medium abstossen. Die Elektrode trachtet es gegen den negativen Pol hin divergirend zu schaffen, dagegen die Wände, mit natürlich schwächerer Kraft, gegen die Achse des Rohres zu. Diese Kräfte kämpfen nun unter einander, und das Resultat des Kampfes sind die Figuren, ähnlich den Staubfiguren in engeren Gassen nach einem starken Winde, oder den Schneefiguren, die der Wind, wo er sich an Häusern, Planken, Ufern oder überhaupt Vertiefungen und Erhöhungen theilweise abstösst, als Kampfresultat zwischen der Haupt- und den reflectirten Nebenströmungen hinterlässt. Einen analogen Fall bietet uns auch das in Röhren fliessende Wasser, in welchem ebenfalls ähnliche Schichtungen entstehen.

Da die Wände der Röhren regelmässig sind, so werden auch die Figuren mehr weniger regelmässig, und da die Strömung gegen den negativen Pol stärker ist als gegen die Mitte zu, so haben die Figuren eine gegen den negativen Pol gewendete convexe Form. Da die Strömung im Allgemeinen gegen den negativen Pol geht, so werden, wenn man den Strom länger hindurchführt, alle Moleküle dem negativen Pole zugeführt, wo sie sich ansammeln, was man an meinen Röhren schön beobachten kann und in den Geissler'schen Röhren durch das Ueberführen der Moleküle der einen Elektrode auf die andere längst bestätigt ist.

Ist die Spannung grösser, jedoch noch zu klein, um eine Funkenentladung zu bewirken, so darf man den Strom nicht lange durch die Röhre gehen lassen, wenn man Schichtungen haben will; denn das Bronzepulver wird sogleich zum negativen Pole getrieben werden, da in diesem Falle die gerade Componente bedeutend stärker ist als die senkrechte. Beim schwächeren Strome entstehen anfangs schöne Schichtungen, beim weiteren Durchströmen der Elektricität werden die Schichten, die am nächsten zum positiven Pole liegen, stets kleiner, da der Strom die Moleküle zum negativen Pole hinträgt, bis sich endlich das ganze Bronzepulver an dem negativen Pole angesammelt haben wird.

Warum dieser letztere Vorgang in den Geissler'schen Röhren nicht stattfindet, das Gas sich beim längeren Experimentiren endlich nicht am negativen Pole ansammelt und die Schichten nicht verschwinden, brauche ich wohl nicht anzuführen; denn Jeder weiss, dass die Expansität des Gases dies nicht zulassen kann. Trotzdem häuft sich am negativen Pole oder, besser gesagt, knapp dabei, so wie es

auch bei meinen Röhren meistens der Fall ist (Fig. 2, 3, 6, 7, 11, 12, 13), die grösste Menge des Gases dort auf, wo zwischen dem negativen Pole und den lichten Schichten der verhältnismässig grösste dunkle Raum sich befindet.

Da aus dem Vergleiche der Lage der Schichten in meinen und den Geissler'schen Röhren ersichtlich ist, dass die Lichtschichten Verdünnungsschichten, die dunkeln Schichten aber Verdichtungsschichten seien, so muss der Widerstand in den ersteren, da sie erglühen, grösser sein als in den letzteren, was ganz natürlich erscheint, wenn man bedenkt, dass bei den grössten Verdünnungen die Schichtung aufhört, das Licht sich continuirlich von einem Pole zum anderen ergiesst, also sowohl die Verdünnungs- als auch die Verdichtungsschichten erglühen. Denn je verdünnter das Gas, desto grösser der Widerstand und desto leichter kommen die Gasmoleküle ins Glühen[1]).

Die Schichtung des Mediums erfolgt demnach nur bei der sog. strömenden Entladung und ist durch die abstossende Kraft der Elektrode, sowie der Wände der Röhren bedingt. Die Rolle der negativen Elektricität wird hierbei unmerkbar, da der Gegenstrom bedeutend schwächer ist und nur einen Theil des Mediums, welcher in der nächsten Nähe des negativen Poles sich befindet, zu elektrisiren, ins Glühen zu bringen, im Stande ist und dem positiven nur insoweit das Gleichgewicht hält, dass dieser nicht im Stande ist, das Bronzepulver (das Medium) bis über den negativen Pol zu treiben, wie man das bei den Geissler'schen Röhren an der dunkeln Schichte vor dem negativen Glimmlichte, sowie an meinen Figuren 2, 3, 8, 11, 12, 13 sehr deutlich sieht. An den Figuren 1, 5, 6, 7, 9, 16, 17 ist die Wirkung des negativen Poles noch kleiner, da das Pulver bis über die Elektrode geschleudert wurde. Uebrigens muss ich es nochmals auch an dieser Stelle anführen, dass ich beim Experimentiren die Röhren mit dem negativen Pole nicht verbunden hatte und die Elektricität einfach nur in meinen Körper hinüberströmen liess.

Rücken wir endlich der behandelten Erscheinung noch näher an den Leib und vergleichen dieselbe mit allen bis jetzt bekannten elektrischen Figuren, als da sind: die Lichtenberg'schen, Bezold'schen[2]),

1) Wiedemann a. a. O. Bd. 2 § 948: „Bei sehr starker Verdünnung bedarf es sehr grosser Spannungen, um durch die Entladungsröhren überhaupt Elektricität überzuführen.“

2) v. Bezold: Sitzungsber. d. k. bayr. Akad. d. Wiss. 1869.

Quet'schen[1]) etc. Figuren, so werden wir finden, dass sie alle auf ähnliche Art entstehen und in dem Versuche, den wir den elektrischen Regen nennen, ihren Grossvater haben. Dasselbe sehen wir auch bei den Schichtungsfiguren in der Flamme[2]), welche selbst elektrisch geworden, gewissermassen die Glasröhre vorstellt.

Schliesslich wollen wir, so weit es die S. 549 erwähnten Umstände erlauben, die Versuche von Crookes in Betracht ziehen, um wenigstens anzudeuten, dass dieselben keineswegs geeignet sind, als Beweise für die Existenz eines vierten Aggregationszustandes zu dienen, indem dieselben oder analoge Erscheinungen mittels des elektrischen Stromes auch an Körpern des festen Aggregationszustandes hervorgerufen werden können.

Der positive Conductor einer Elektrisirmaschine schleudert das auf ihn geschüttelte Bronzepulver in geradliniger strahlender Richtung nach allen Seiten hin, und wenn man davor ein Cartonpapier mit einer Oeffnung stellt, so strömt das Pulver wie ein Strahl durch die Oeffnung heraus. Dieses geradlinige Forttreiben des Bronzepulvers sieht man sehr deutlich, wenn man eine meiner Röhren dem Conductor der Elektrisirmaschine nähert: das Pulver wird knapp an der Elektrode aufgewirbelt und in einer quasi Wurflinie (da seine Schwere mitwirkt) davongeschleudert. Am besten bemerkte ich dieses geradlinige Schleudern des Pulvers bei der offenen Eudiometerröhre (Fig. 18), aus welcher das Pulver wie aus einem Geschütz herausgeschleudert wurde. In ähnlicher Weise werden die Moleküle bei den Crookes'schen Versuchen geschleudert, nur mit dem Unterschiede, dass dieselben in Folge der Expansion an den Wänden der Gefässe zur ersten Elektrode, jedoch ohne zu erglühen, zurückkehren, um den früheren Weg abermals anzutreten. Daraus ist es sichtbar, dass dieses Schleudern oder Strahlen nicht eine Eigenschaft des Mediums ist, sondern lediglich eine Wirkung des elektrischen Stromes, die gegenüber den Molekülen aller Aggregationszustände gleich bleibt.

Das in meinen Röhren „strahlende" Bronzepulver kann ganz in der Weise, wie es Crookes bei seiner strahlenden Materie angegeben[3]), ein Rädchen drehen.

---

1) Quet u. Seguin: Compt. rend. T. 48 p. 337.

2) Wiedemann a. a. O. Bd. 2 § 1004.

3) Časopis mat. českych. Bd. 9 S. 185 u. 186.

Die Elektricität sucht zwar den kürzesten Weg, jedoch nur dann, wenn es ihr möglich ist, sich momentan oder partiell zu entladen; bei der strömenden oder fliessenden Entladung ist das nicht der Fall[1]), sie breitet sich strahlend aus, welche Strahlen, wie wir es bereits gesehen, reflectirbar zu sein scheinen. Aus diesem Grunde scheint es mir, dass ein metallenes Schälchen an den Funkenspender der Elektrisirmaschine, mit der concaven Seite nach aussen gewendet, ein knapp vor demselben gestreutes oder auf einem Löffelchen hingehaltenes Bronzepulver in einer convergirenden Richtung, gegen das Centrum der concaven Fläche schleudern würde, ähnlich wie wir es beim Crookes'schen Versuche mit der mit einem Hohlspiegel armirten Elektrode sehen[2]).

Lässt man durch eine mit Bronzepulver gefüllte grosse Flasche, bei der die Elektroden ebenso angebracht sind, wie es Crookes that, jedoch in einer so grossen Entfernung von einander, dass der Funke, wenn sie leer ist, sich weder momentan noch partiell zwischen ihnen entladen kann, so wird die Elektricität durch das Bronzepulver stets den kürzesten Weg nehmen (die anderen Elektroden werden dabei unmerklich elektrisch); wenn man jedoch in der leeren Flasche vor die negative Elektrode auf einem Löffelchen Bronzepulver hinhält, so wird dasselbe strahlenförmig vorwärts und nicht in der Richtung der nächsten Elektrode geschleudert werden. Daraus erklären wir uns leicht den analogen Crookes'schen Versuch. Denn so lange die Verdünnung des Gases eine noch partielle Entladung ermöglichte, das Gas also noch leitungsfähig war, suchte die Elektricität den kürzesten Weg auf; wurde das Gas aber durch die grosse Verdünnung leitungsunfähig gemacht, dann fing die Elektricität zu strahlen an.

Wie schon oben erwähnt, war es mir nicht möglich, meine Versuche in dieser Richtung zu erweitern, da ich hierzu für jetzt keine Mittel besitze; doch scheint es mir nicht ungerechtfertigt, auf Grund des Angeführten behaupten zu können, dass das, was Crookes strahlende Materie nennt, nur eine strömende, fliessende

1) Diesen Satz, sowie die angeführte Eintheilung der Entladungsarten hat, so weit es mir bekannt ist, noch Niemand aufgestellt; trotzdem finde ich es überflüssig, ihn besonders zu begründen, da ich überzeugt bin, dass seine Richtigkeit sowohl durch diese Abhandlung als auch durch andere einem Jeden bekannte Facta, so die Lichtenberg'schen Figuren etc., zur Genüge klargelegt ist.

2) Časopis mat. českych. Bd. 9 S. 184 u. 185.

oder, wenn wir es wollen, eine „strahlende" Entladung der Elektricität ist, die überall dort erfolgt, wo das Medium (hier sowie bei meinen Figuren durch den vertheilten Zustand der Moleküle erzielt) die Leitungsfähigkeit in einem sehr kleinen Grade besitzt (schon an der Grenze ist dieselbe zu verlieren), hiermit einen schlechten Leiter vorstellt, dabei jedoch die elektrische Spannung kleiner ist, als dass sie mittels Ueberschlagens eine momentane oder partielle Entladung hervorbringen könnte. Daraus folgt, dass das „Strahlen" keine Eigenschaft eines „vierten" Aggregationszustandes, sondern einfach eine Folge der mechanischen Wirkung der Elektricität ist, die sich unter den angeführten Umständen an Körpern aller Aggregationszustände demonstriren lässt.

Indem ich mich schliesslich der Hoffnung hingebe, dass durch die Erweiterung oben angeführter Versuche mit Bronzepulver in Röhren nach dem Crookes'schen Muster bei verdichteter und verdünnter Luft u. s. f. die Crookes'schen Versuche eine vollkommene Lösung im Sinne oben ausgesprochener Meinung erfahren werden, führe ich noch an, dass Dr. Seider in seinem Aufsatze „Poznámky k článku o čtvrtém stavu aggregačnim čili o hmote žarici" [1]) die Crookes'sche Hypothese vom vierten Aggregationszustande einer scharfen Kritik unterwirft und die Berechtigung derselben bezweifelt, ja sogar theilweise negirt.

P. S. Als sich die obige Abhandlung bereits unter der Presse befand, bekam ich durch die 24. Nummer der Zeitschrift „Ausland" vom 14. Juni d. J. Kenntnis von der Abhandlung des Wiener Naturforschers Dr. J. Puluj (vgl. Repertorium Bd. 16 S. 320 und Bd. 17 S. 69 ff. C.) in der zu Köthen erscheinenden Chemiker-Zeitung, in welcher die Crookes'sche Hypothese widerlegt wird. Dr. Puluj beweist, dass bei den Crookes'schen Erscheinungen die Stromleitung nicht durch die Bewegung der Elektricität durch das verdünnte Gas, sondern durch Fortführung der Elektrodentheilchen (also Metallstaub), an welchen die statische Elektricität angehäuft ist, vermittelt werde. Obwohl mir die erwähnte Abhandlung im Detail nicht bekannt ist und ich auf Grund des oben Angeführten überzeugt bin, dass bei der Vermittlung der Elektricität nicht so die Elektrodentheilchen, als vielmehr die Gasmoleküle fungiren, was auch durch die Spectralanalyse bewiesen werden kann, so liefert sie mir dennoch auch einen Beweis, dass das „strahlende" Bronzepulver in meinen Röhren mit der „strahlenden Materie" eine und dieselbe Erscheinung ist und den schlagendsten Beweis zur Widerlegung der Crookes-schen Hypothese bietet. *Dr. Z.*

---

1) Časopis mat. českych. Bd. 9 S. 191.

Methoden der Theilung des elektrischen Lichtes.

Von

M. Avenarius.

(Uebersetzt aus dem Russischen.)

Seitdem die magnetoëlektrischen Maschinen in die Praxis eingeführt worden sind, begannen die Erzeugungskosten des elektrischen Stromes sehr schnell zu fallen und die elektrische Beleuchtung, früher so theuer, wurde billiger als die Gasbeleuchtung.

Es entsteht nun die Frage, warum das elektrische Licht, welches noch viele andere Vorzüge besitzt, die Gasbeleuchtung nicht definitiv verdränge?

Diese Frage wird gewöhnlich damit beantwortet, weil es bis jetzt unmöglich gewesen sei, das elektrische Licht zu theilen.

In der vorliegenden Mittheilung wollen wir die Mittel betrachten, welche eine solche Theilung ermöglichen. Diese Mittel sind dreierlei Art:

I. Es kann die den Strom erzeugende Maschine so construirt sein, dass das Ziel erreicht wird. In diesem Fall müsste die Maschine aus einzelnen Theilen bestehen, welche mittels, einem jeden Maschinentheile zugehöriger, Leitungen den Strom den einzelnen Lampen zuführen würden. Es gäbe hier somit so viele Maschinen als Lampen. Es ist begreiflich, dass die Grenzen der Theilung der Maschine und folglich auch der des elektrischen Lichtes zu enge sind, um in dieser Richtung eine Lösung der Frage zu erwarten.

II. Es könnten auch die Lampen so construirt sein, dass eine bedeutende Anzahl derselben in der Kette gleichzeitig brennen könnte.

Die erste Bedingung, die bei einer solchen Lampe erfüllt sein müsste, wäre das Nichtvorhandensein des Volta'schen Bogens. Dieser Bogen ist, wenn er in der Luft entsteht, von einer Polarisation begleitet, welche 30 Daniell und mehr beträgt, weshalb die Zahl der Lampen, die in die Leitung aufgenommen werden darf, sehr begrenzt

ist, und da hier die Unmöglichkeit der Theilung des elektrischen Lichtes in der Eigenschaft des Volta'schen Bogens liegt, so können keine Regulatoren an der Sache etwas ändern.

In den Jablochkoff'schen Kerzen (wo der Volta'sche Bogen über dem flüssig gewordenen Caolin entsteht und folglich nicht nöthig ist, dass der ganze elektrische Strom durch den Bogen durchgeht) ist diese Polarisation bedeutend schwächer, deshalb können solche Kerzen in die Stromleitung in bedeutend grosser Zahl aufgenommen werden.

Ist die Polarisation nicht vorhanden, was bei den Glühlampen (lampes à incandescence) der Fall ist, so ist die Zahl der Brenner, welche in die Leitung aufgenommen werden können, nicht beschränkt, d. h. hier ist die Theilung des elektrischen Lichtes in der That nach Belieben möglich. Aber wie die Erfahrung mit den bisher bekannten Constructionen gezeigt hat, ist die Beleuchtung mit solchen Kerzen sehr unbequem, da nur ein Theil des aufgewendeten Stromes das Licht der Kerzen erzeugt, dagegen ein zweiter grösserer Theil dazu verwendet wird, um dieselben zu erwärmen.

III. Es kann schliesslich der vermittelnde Theil, die Leitung, welche die Maschine mit den Lampen verbindet, so beschaffen sein, dass die Bedingungen der Theilung des elektrischen Lichtes erfüllt sind. Erhalten in diesem Fall, bei gegebener Maschine irgend eines Systems, alle Brenner unabhängig von ihrer Construction und Zahl die erforderliche Menge Elektricität, so haben wir augenscheinlich die allgemeinste Lösung der Aufgabe.

Diese Lösung wollen wir auch näher erörtern. Dabei können wir voraussetzen, dass wir über abwechselnde Ströme dynamoelektrischer Maschinen verfügen, welche eine mehrfache Theilung des elektrischen Lichts ermöglichen.

Die Leiter, durch deren Einschalten in die Stromleitung der elektrische Strom in den Zweigen der letzteren nach Belieben vertheilt werden kann, sind dreierlei Art: a) Isolatoren, b) Metalle und c) Flüssigkeiten.

Indem wir die ersten, d. h. eigentlich die Fernwirkung der Elektricität, benützen, erhalten wir eine vorzügliche Methode der Theilung des elektrischen Stromes.

Man kann zu diesem Zwecke entweder Condensatoren oder Inductionsspulen verwenden. Aber sowohl die einen als die

anderen sind mit unvergleichlich grösseren Erzeugungskosten verbunden, wenn in den Nebenleitungen ein einigermassen merklicher Strom erhalten werden soll, wobei auch noch die erzeugte Wärme und folglich auch der entsprechende Verlust des Stromes bei weitem nicht unbedeutend sind.

Bei Anwendung der metallischen Leiter wird die Frage der Theilung des elektrischen Stromes in sehr einfacher Weise gelöst. Weil aber in Folge des bedeutenden Widerstandes, den jede elektrische Lampe bietet, auch der Widerstand der einzuschaltenden Leiter beträchtlich sein muss, so wird der Strom beim Durchgang durch den Leiter bedeutend geschwächt werden, d. h. auf das Licht der elektrischen Lampe entfällt nur ein Theil des elektrischen Stromes, während der zweite, im Allgemeinen sehr bedeutende Theil für die Beleuchtung verloren geht.

Die Flüssigkeiten üben auf den durchgehenden Strom eine Doppelwirkung aus: 1. Sie schwächen den Strom durch ihren Widerstand ähnlich wie die metallischen Leiter; 2. sie wirken, indem sie für sich ein Element darstellen, der elektromotorischen Kraft der Maschine mittels sogenannter Polarisation der Elektroden entgegen. Beide Eigenschaften der Flüssigkeiten können dazu dienen, den Strom unter die Zweigleitungen passend zu vertheilen.

Bei einerseits gerichteten Strömen wird die erste Eigenschaft der Flüssigkeiten von Erwärmung, die zweite von ihrer Zerlegung begleitet und sowohl die eine als die andere Wirkung des Stromes auf die Flüssigkeit zieht den Verlust eines Theiles der Stromintensität nach sich.

Bei alternirenden Strömen bleibt nur die Erwärmung der Flüssigkeit in Folge ihres Widerstandes übrig, da sie von der Richtung des Stromes unabhängig ist. Was dagegen die Zerlegung der Flüssigkeiten betrifft, so werden die Gase, welche bei einer Richtung des Stromes sich gebildet haben, bei umgekehrter Richtung desselben sich wieder vereinigen. Bei dieser Wiedervereinigung der Gase erfolgt eine Verstärkung des Stromes, welche gleichkommt der Schwächung desselben in Folge der Ausscheidung der sich wieder vereinigenden Gase. Bei der dynamoëlektrischen Maschine erfolgt die alternirende Aenderung der Stromrichtung so schnell, dass es schwer ist, die Spuren einer Gasentwicklung zu entdecken, d. h. man darf annehmen, dass alle Gase, die bei einer Stromrichtung sich bilden, bei umgekehrter Richtung sich wieder vereinigen, weshalb bei Verwendung dieser

Maschinen der Verlust des elektrischen Stromes sich bloss auf die Erwärmung der Flüssigkeit in Folge ihres Widerstandes reduciren wird.

Der Widerstand einer jeden Flüssigkeitssäule ist bestimmt durch ihre Länge und ihren Querschnitt. Und da bei entsprechender Construction des Apparates beide nach Belieben geändert werden können, so lässt sich auch der Verlust des Stromes bei seinem Durchgange durch die Flüssigkeit beliebig klein machen.

Wir haben somit in den Flüssigkeiten, die in die Zweige eines zusammengesetzten geschlossenen Leiters eingeschaltet werden, ein Mittel, die Intensität des Stromes in diesen Zweigen nach Belieben zu vertheilen, wobei der Verlust des Stromes in Folge der Anwesenheit der Flüssigkeit beliebig klein gemacht werden kann.

Die mit Flüssigkeiten gefüllten Apparate, welche mittels Polarisation der in dieselben eingetauchten Platten den Strom in einem zusammengesetzten Leiter vertheilen, wollen wir Polarisatoren nennen und die Wirkung eines solchen Polarisators auf den durchgehenden Strom näher betrachten.

Zu diesem Zwecke wollen wir hier bemerken, dass der Strom nur in einem solchen Falle durch jedes Voltameter durchgeht, wenn die elektromotorische Kraft der Maschine oder Batterie eine bestimmte Grösse erreicht. Ist die elektromotorische Kraft der Batterie kleiner als jene bestimmte Grösse, so ist die Polarisation des Voltameters derselben gleich und es geht kein Strom durch; ist sie dagegen grösser, so wächst die Polarisation des Voltameters mit der elektromotorischen Kraft der Batterie und gestattet, da sie immer kleiner bleibt, dem Strome den Durchgang durch die Flüssigkeit.

Der Einfachheit halber werden wir mit dem Worte „Kraft“ oder „Polarisation“ des Apparates jene kleinste Grösse der Polarisation bezeichnen, bei welcher der Durchgang des Stromes durch den Apparat möglich ist.

Wählen wir den einfachsten Fall und nehmen an, wir hätten zwei parallele Leiter, von denen einer a keine Polarisation gibt, ein zweiter b dagegen einen Polarisator mit der Kraft p enthält.

Betrachten wir den Durchgang des Stromes durch die beiden Zweigleitungen in einem kleinen Zeittheilchen, in welchem der Strom der Maschine dieselbe Richtung behält. Anfangs, so lange die elektro-

motorische Kraft der Maschine *p* nicht erreicht hat, wird der Strom nur durch *a* durchgehen, nachher theilt er sich zwischen *a* und *b* und endlich, wenn der Strom schwächer geworden ist, wird er wieder nur durch *a* gehen. Der Strom in umgekehrter Richtung wird dieselbe Erscheinung zur Folge haben. Die Menge der Elektricität, welche durch jede dieser Zweigleitungen in einer wahrnehmbaren Zeit z. B. in einer Minute durchgeht, wird durch die Grösse *p* und relative Leitungsfähigkeit von *a* und *b* bestimmt.

Nehmen wir nun an, in einem besonderen Fall wäre der Widerstand des Leiters *b* sehr klein im Verhältnis zum Widerstande des Leiters *a*. Dann wird der Strom anfangs nur durch *a* durchgehen, nachher nur durch *b* und zuletzt wieder nur durch *a*, oder ein Strom von schwacher Intensität wird nur durch *a* und jener von starker Intensität nur durch *b* durchgehen. Das Resultat davon wird folgendes sein:

1. Die Aenderungen des Widerstandes des Leiters *a* werden auf die Stromintensität in der Hauptleitung keinen merklichen Einfluss haben. Beispielsweise bei der Unterbrechung der Leitung in *a* wird der Polarisator, so lange die elektromotorische Kraft der Maschine kleiner als *p* ist, als Condensator wirken und auf der Oberfläche der Platten diese Elektricität ansammeln, welche früher durch *a* durchging; im folgenden Zeitmomente, wenn die elektromotorische Kraft grösser als *p* ist, wird durch den Polarisator diese angesammelte Elektricität und jene durchgehen, welche früher vor der Unterbrechung der Leitung in *a* durch denselben durchging.

2. Der Polarisator regulirt den Strom im Leiter *a*. Der schnellere Gang der Maschine z. B. beschleunigt die Aenderung der Stromrichtung und verstärkt die mittlere Stromintensität bei jeder Richtung. Das Erste hat eine Vergrösserung der Elektricitätsmenge, welche in einer Zeiteinheit durch die Leiter *a* und *b* durchgeht, zur Folge, das Zweite ist fast ausschliesslich auf den Leiter *b* von Einfluss. In Folge dessen wird dieser parallele Leiter die Wirkung eines unregelmässigen Ganges der Maschine auf den Leiter *a* schwächen.

Was die Construction des Polarisators betrifft, so muss er folgenden Bedingungen Genüge leisten:

1. Er muss im Allgemeinen eine bedeutende Polarisation geben und die Möglichkeit bieten, dieselbe nach Belieben zu ändern; 2. er muss dem Zweige, in den er eingeschaltet wird, als Mittel zur Aen-

derung seines Widerstandes dienen; 3. er darf nicht merklichen Aenderungen in Folge eines längeren Durchganges des Stromes unterworfen sein; 4. die Kosten desselben müssen gering sein. Am besten lässt sich ein Polarisator aus einer Reihe hinter einander verbundener Voltameter construiren. Verwendet man als Flüssigkeit Natronglas und als Elektroden Kohlenplatten, so ist die Polarisation eines jeden Voltameters annäherungsweise zweimal grösser als die Polarisation der Platinelektroden in mit Schwefelsäure angesäuertem Wasser. Nimmt man ferner für die Voltameter flache Glasgefässe und bringt in einem derselben, von etwas grösseren Dimensionen, eine Vorrichtung an, welche den Widerstand der Flüssigkeit zu ändern gestattet, indem man z. B. eine der Kohlenplatten beweglich macht, und versieht schliesslich die einzelnen Voltameter mit Leitungen, mittels deren eine grössere oder kleinere Zahl derselben in die Kette eingeschaltet werden kann, so erhält man einen Apparat, der allen erwähnten Bedingungen Genüge leistet.

Um die Bedeutung eines solchen Polarisators für die elektrische Beleuchtung zu erklären, sollen hier zwei besondere Fälle näher betrachtet werden:

I. Nehmen wir an, dass beide Leitungsdrähte der magnetoelektrischen Maschine durch eine Reihe paralleler Nebenleitungen mit einander verbunden sind, in welche je ein Polarisator und eine Jablochkoff'sche Kerze eingeschaltet sind. Die Maschine muss in diesem Falle Elektricität von grosser Menge und geringer Spannung geben. MN sei eine solche Maschine, in deren Drahtleitungen aa_1 und bb_1 die elektrischen Brenner e_1, e_2, e_3 und e_4 und die Polarisatoren p_1, p_2, p_3 u. p_4 eingeschaltet sind.

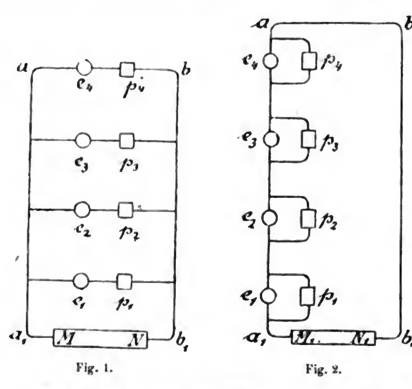


Fig. 1. Fig. 2.

Die Vertheilung der Elektricität wird hier eine solche sein, dass der Strom bei einer oder mehreren Lampen unterbrochen werden

kann, ohne dass andere dadurch alterirt werden. Nehmen wir dazu Polarisatoren gleicher und genügender Kraft, z. B. von 5 Paar Kohlenplatten im flüssigen Natronglas, so brennen alle Kerzen mit gleicher Lichtstärke.

Die Unterbrechung des Stromes in welchem immer Zweige wird das Erlöschen der Kerze nur in dieser einen Zweigleitung und eine unbedeutende Verstärkung des Brennens der übrigen Kerzen nach sich ziehen, d. h. diese Kerzen werden in einem gewissen Sinne von einander unabhängig sein.

Es ist bekannt, dass ohne den Polarisator in den parallelen Zweigleitungen nur je eine Kerze brennen kann.

II. Nehmen wir an, wir hätten eine geschlossene Leitung, in welcher die Maschine $M_1 N_1$ und die elektrischen Brenner e_1, e_2, e_3, e_4 . . . (Fig. 2) eingeschaltet wären. Jeder dieser Brenner soll mit einer Nebenschliessung, die je einen Polarisator mit den Kräften p_1, p_2, p_3 . . . enthält, versehen sein. Die Polarisatoren sind so angepasst, dass jeder Brenner die ihm entsprechende Menge Elektricität erhält. Die Elektricitätsmenge wird für den Brenner e_n durch die Kraft des Polarisators p_n und durch die Stromintensität in der Hauptleitung bestimmt sein. Sie wird aber unabhängig sein von der relativen Elektricitätsmenge, welche durch irgend einen Brenner a_m und den ihm zugehörigen Polarisator durchgeht, d. h. die Brenner einer solchen Kette werden von einander unabhängig sein.

Selbstverständlich wird diese Unabhängigkeit nicht eine vollständige sein und ist nur in einem solchen Sinne zu verstehen, wie die Unabhängigkeit der Gasbrenner, die von einer einzigen communalen Hauptleitung mit Gas gespeist werden.

Die Resultate dieser Unabhängigkeit werden folgende sein:

1. Jede Lampe wird gut oder schlecht brennen je nach ihren Eigenschaften und nichts mehr. Die Summirung der Mängel aller Lampen und jeder derselben, wie es bis jetzt beim Einführen mehrerer Lampen in die Kette beobachtet wurde, kann nicht mehr stattfinden.

2. In dieselbe Kette können Brenner verschiedener Systeme und verschiedener Leuchtkraft eingeführt werden. Nach der bisher praktisch verwertheten Methode der Einführung der Brenner in die Kette wurde einem jeden derselben eine gleich grosse Elektricitätsmenge zugeführt.

3. Statt eines starken Brenners kann eine Reihe schwacher elektrischer Flammen eingeführt werden, indem man dieselben mit entsprechenden Polarisatoren versieht, d. h. es ergibt sich die Möglichkeit einer Theilung des elektrischen Lichtes. Es sei hier jedoch, wie oben, bemerkt, dass diese Theilung bei Lampen mit Volta'schen Bogen, welche eine solche Theilung im Principe ausschliessen, nicht unbegrenzt sein kann.

4. Es lässt sich die Leuchtkraft einer jeden Lampe verstärken oder schwächen, indem man zu diesem Zwecke die Polarisation oder den Widerstand des Polarisators ändert, je nachdem eine starke oder schwache Aenderung des Stromes nöthig ist.

5. Der Polarisator selbst regulirt das Brennen, indem er theilweise durch seine Gegenwart den Einfluss eines unregelmässigen Ganges der Maschine auf dieses Brennen beseitigt.

Alles was hier gesagt ist, bezieht sich auf den besonderen Fall einer einfachen geschlossenen Kette mit Nebenzweigen, welche Polarisatoren enthalten. Ist die Combination mehr zusammengesetzt, so ist auch die Rolle des Polarisators etwas complicirter. Die Publication der allgemeineren Methoden der Anwendung der Polarisatoren müssen wir noch auf einige Zeit verschieben.

Es sei hier noch bemerkt, dass die Maschine $M_1 N_1$ Elektricität von grosser Spannung und geringer Quantität geben muss.

In der ersten Combination, Fig. 1, sind die Polarisatoren um so schwächer zu nehmen, je grössere Intensität des Stromes für den entsprechenden Brenner gefordert wird; in der zweiten, Fig. 2, muss umgekehrt mit der Stärke des Polarisators auch die Intensität des Stromes, welcher den entsprechenden Brenner passirt, zu- oder abnehmen.

Photophon ohne Batterie.

Von

S. Kalischer.

Nach dem Bekanntwerden der Bell'schen Arbeit über das Photophon stellte ich, in Erinnerung einer im Jahre 1876 veröffentlichten Abhandlung der Herren Adams und Day[1]), nach welcher dieselben durch blosse Einwirkung des Lichtes auf das Selen elektrische Ströme erhalten hatten, Versuche darüber an, ob sich dieselben im Telephon nachweisen lassen, und es somit möglich wäre, ein Photophon ohne Batterie herzustellen. Offenbar müssten diese Ströme, wenn sie wirklich dem Lichte ihren Ursprung verdanken, im Telephon als Töne wahrgenommen werden, wenn nur der Wechsel zwischen Belichtung und Verdunkelung regelmässig und rasch genug bewirkt würde. Diese Erwägung hat sich in der That völlig bestätigt an einer Selenzelle, welche ich auf Grund einer Mittheilung in der „Elektrotechnischen Zeitschrift" vom December v. J. (S. 423) aus der mechanischen Werkstatt des Herrn G. Lorenz in Chemnitz bezog.

Diese Zelle ist im Principe analog dem von Herrn Bell beschriebenen Photophon, und dieses wiederum ist principiell durchaus nicht verschieden von dem von Herrn Siemens construirten Selenphotometer, nur dass dies als metallischen Leiter Platin, das Bell-sche Photophon aber Messing enthält. Indem ich in Betreff der Herstellung der Lorenz'schen Zelle und des sonstigen Details auf die genannte Originalmittheilung verweise, bemerke ich zum Verständnis des Folgenden nur, dass sie aus einem cylindrischen Glasröhrchen besteht, um dessen Umfang zwei Messingspiralen einander parallel und möglichst nahe gewunden sind. Ein Ende eines jeden Drahtes ist isolirt an je einem auf das Röhrchen aufgeschmolzenen kleinen Glaszapfen befestigt, die anderen Enden bilden die Elektroden. Der sehr schmale Zwischenraum zwischen den beiden schraubenförmig aufgewundenen Drähten ist mit Selen ausgefüllt. Meine Versuchsanordnung ist folgende:

Vermittels eines Heliostaten wird Sonnenlicht in ein Zimmer geleitet und durch eine Linse auf eine nahe an ihrem Rande mit

1) Proceedings of the Royal Society XXV, 113.

Löchern versehene Scheibe von steifem Papier (Carton) concentrirt, so dass der Focus genau mit einer Oeffnung oder einem Zwischenraum zwischen zwei Löchern zusammenfällt. Die Scheibe ist um eine horizontale Achse drehbar, so dass das Licht bald hindurchgeht, bald abgeblendet wird, je nachdem sich eine Oeffnung oder ein Zwischenraum im Focus befindet. Hinter der Scheibe ist die Selenzelle aufgestellt, deren leitende Enden mit einem Telephon verbunden sind. Wird nun die Scheibe gedreht, so wird die Selenzelle abwechselnd beleuchtet und verdunkelt und im Telephon ein zwar nicht sehr starker aber deutlicher Ton gehört. Sobald das Licht abgeblendet wird, während die Drehung der Scheibe unverändert fortgesetzt wird, so ist kein Ton vernehmbar. So lange die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe constant bleibt, so lange bleibt auch der Ton unverändert; seine Höhe wächst mit der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, sonach mit der Geschwindigkeit des Lichtwechsels, bis bei zu grosser Geschwindigkeit die Hörbarkeit ihre Grenze erreicht. Die Stärke des Tones wächst mit der Intensität des Lichtes. Das von mir benutzte Telephon ist ein Siemens'sches.

Wird die Selenzelle, in welcher also ein Photophon ohne Batterie vorliegt, anstatt des Telephons mit einem Galvanometer verbunden, so bleibt die Nadel in Ruhe, so lange das Selen sich nur im zerstreuten Tageslicht befindet. Fällt aber directes Sonnenlicht darauf, so gibt die Nadel einen Ausschlag, und kehrt sofort wieder in ihre ursprüngliche Lage zurück, sobald das Licht abgeblendet wird. Werden die beiden Pole der Selenzelle vertauscht, so weicht die Nadel nach der entgegengesetzten Seite aus.

Die Herren Adams und Day geben an, dass die Einwirkung eines Kerzenlichtes auf das Selen einen durch das Galvanometer angezeigten elektrischen Strom hervorrief: ich habe diese Wirkung sowohl als auch die telephonische bisher nur durch Sonnenlicht erhalten, nicht durch Kalklicht; Magnesiumlicht und elektrisches Licht habe ich noch nicht angewandt.

Die Frage, ob diese durch Einwirkung des Lichtes hervorgerufenen Ströme etwa Thermoströme seien, wird durch folgende Umstände, wie ich glaube, in negativem Sinne entschieden.

1. Erstere konnten bisher nur durch sehr intensives Licht, durch Sonnenlicht erhalten werden. 2. Die Wirkung ist nicht merklich verschieden, wenn das Licht durch eine Alaunplatte oder ein mit Wasser

gefülltes Glasgefäss gegangen ist; sie wird dagegen durch eine in den Gang der Strahlen eingeschaltete Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff völlig aufgehoben. 3. Nicht alle Stellen der Selenzelle reagiren auf die Einwirkung des Lichtes in angegebener Weise; (auf diesen Umstand komme ich noch zurück). 4. Die Ströme verlaufen sehr rasch, was sich darin kundgibt, dass die Galvanometernadel, sobald das Licht abgeschnitten wird, fast augenblicklich ihre ursprüngliche Ruhelage einnimmt. Im Falle von Thermoströmen müsste, der allmählichen Abnahme der Temperatur entsprechend, eine allmähliche Abnahme der Amplitude erfolgen. 5. Die Zeit, welche zwischen Belichtung und Verdunkelung vergeht, ist ausserordentlich kurz. Der Durchmesser der Scheibe, von zwei einander diametral gegenüberstehenden Löchern gemessen, beträgt 130^{mm} (die Anzahl der Löcher ist 50), und die Länge des Zwischenraumes zwischen zwei Oeffnungen beträgt 3,5^{mm}; hiernach ist die Selenzelle, wenn die Scheibe nur drei Umdrehungen in der Secunde macht, nicht länger als 0,0028 Sec. verdunkelt, während welcher Zeit die Abkühlung verschwindend sein muss. 6. Die Wirkung wird durch farbige Gläser, mit Ausnahme der gelben und hellblauen, aufgehoben. War ein rothes oder grünes oder dunkelblaues oder violettes Glas in den Gang der Strahlen eingeschaltet, so war im Telephon kein Ton vernehmbar; dagegen verursachte das gelbe und hellblaue Glas wohl eine Schwächung, aber vernichtete die Wirkung nicht ganz. Ich benutzte zwei gelbe Gläser, ein hellgelbes (etwa citronengelb) und ein dunkleres (etwa orangefarben): im ersteren Falle waren die Töne stärker als im letzteren. Das hellblaue Glas, welches die Wirkung auch nicht völlig aufhebt, ist als sehr weisslich zu bezeichnen. Ohne in diesem Verhalten des durch farbige Gläser gegangenen Lichtes einen Beweis zu erblicken, dass die Erregung einer photoëlektromotorischen Kraft im Selen auf eine bestimmte Gattung von leuchtenden Strahlen des Spectrums beschränkt ist, so ist doch der Schluss gestattet, dass es auf die Quantität des Lichtes, als des wirkenden Agens, ankommt.

Es kann somit kaum irgend einem Zweifel unterworfen sein, dass das Licht eine elektromotorische Kraft im Selen erregt, und dass wir es hier in Wirklichkeit mit photoëlektrischen Strömen zu thun haben. Es muss einer ferneren Untersuchung überlassen bleiben, zu ermitteln, ob dieselben den Thermoströmen analog, oder ob sie von anderen theoretischen Gesichtspunkten aus als eine directe Umsetzung der

Energie des Lichtäthers in elektrische Energie zu betrachten seien; aber die Thatsache, dass das Licht im Stande ist, im Selen eine Potentialdifferenz zu erzeugen, welche einen elektrischen Strom hervorruft, dürfte nicht zweifelhaft sein.

Da nun aber die Entstehung einer elektromotorischen Kraft eine Heterogeneität voraussetzt, die beiden Pole meiner Selenzelle oder des Selenelements, wie ich sie nunmehr nennen darf, aber gleich sind, so bleibt nur die Annahme übrig, dass jene im Selen selbst vorhanden ist, was durchaus nicht unwahrscheinlich ist, da die Modificationen des Selens bekanntlich in stricter Abhängigkeit stehen von der Temperatur, auf welche dasselbe erwärmt war, von der Dauer der Erwärmung und der Art der Abkühlung. Es ist demnach vielmehr sehr unwahrscheinlich, dass eine Selenmasse von einiger Ausdehnung aus den erwähnten Proceduren als vollkommen gleichmässig hervorgehen werde. Die Länge des mit Selen bekleideten Theiles meines Röhrchens beträgt 5^{cm}, der äussere Durchmesser $2,2^{cm}$. Von welcher Art die Ungleichheit der Selenpräparate im Allgemeinen gedacht werden könne und über die Art der Einwirkung des Lichtes auf das Selen sind von den Herren Adams und Day[1]) einerseits und Siemens[2]) andererseits Hypothesen aufgestellt, welche vorläufig genügend scheinen, um auch über das eigenthümliche Verhalten jenes Körpers, welches den Gegenstand dieser Abhandlung bildet, einigermassen Rechenschaft abzulegen.

Da der Umstand, dass uns das Selen als ein chemisches „Element" gilt, die Möglichkeit einer Zusammengesetztheit desselben nicht ausschliesst, so wäre auch die Möglichkeit einer chemischen Einwirkung des Lichtes auf das Selen von vorn herein nicht abzuweisen, aber dann würde wohl die Leitung desselben eine elektrolytische sein, und es müsste, wenn der Batteriestrom einige Zeit hindurchgeht, eine Polarisation stattfinden, die ich aber, entgegen der Behauptung der Herren Adams und Day[3]), nicht finde.

Man könnte noch die Vermuthung hegen, dass die hier beschriebenen elektrischen Ströme durch zufällige Ungleichheiten der Messingspiralen hervorgerufen werden. Aber abgesehen davon, dass gegen diese Vermuthung schon die noch näher zu betrachtende, bereits er-

1) Proceed. Roy. Soc. XXV, 117.
2) Monatsber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1877 S. 322.
3) l. c. p. 115.

wähnte Thatsache spricht, dass nicht alle Stellen meiner Selenzelle photoëlektrisch erregbar sind, so bliebe immerhin die noch merkwürdigere Erregung einer elektromotorischen Kraft durch das Licht an Metallen bestehen, da ich nachgewiesen zu haben glaube, dass die eigentlichen Wärmestrahlen nicht wirksam sind. Die Erregung einer photoëlektromotorischen Kraft an Metallen kann aber durchaus nicht als erwiesen gelten, da der hierauf bezüglichen Behauptung des Herrn Börnstein diejenige des Herrn Hansemann[1]) gegenübersteht, während die Beobachtung der Herren Adams und Day bezüglich des Selens meines Wissens bisher zwar nicht von anderer Seite bestätigt, aber auch nicht bestritten worden ist.

Es wird meine nächste Aufgabe sein, die Bedingungen aufzusuchen, unter denen das Selen in der Modification erhalten werden kann, in welcher eine photoëlektromotorische Kraft in demselben erregt wird. Vorläufig lässt sich nur sagen, dass neben grosser Lichtempfindlichkeit ein geringer Widerstand erforderlich zu sein scheint. Denn ich habe mit Selenpräparaten von grosser Lichtempfindlichkeit, aber zugleich erheblichem Widerstande keine Wirkung erzielt, obschon dieselben gute Photophone im Sinne des Herrn Bell sind, d. h., wenn ein Strom hindurchgesandt wird, unter dem Einflusse des Beleuchtungswechsels ihren Leitungswiderstand so ändern, dass im Telephon, entsprechend der Geschwindigkeit des Lichtwechsels, Töne erzeugt werden. Die photoëlektrischen Ströme habe ich bisher nur an der oben beschriebenen Selenzelle erhalten. Aber auch sie ist, wie bereits wiederholt erwähnt, nicht an allen Stellen photoëlektrisch erregbar. Denken wir uns das cylindrische Röhrchen seiner Länge nach in zwei Hälften zerschnitten, so ist nur die eine Hälfte wirksam, die andere nicht. Wird letztere beleuchtet, so erfolgt weder ein Ausschlag am Galvanometer noch eine telephonische Wirkung. Von der ersteren Hälfte sind jedoch alle Punkte erregungsfähig, und es genügt, den Lichtwechsel auf eine kleine Stelle wirken zu lassen, um Töne im Telephon zu erhalten.

Als nächste Ursache dieses verschiedenen Verhaltens der beiden Hälften glaube ich die Verschiedenheit der Lichtempfindlichkeit annehmen zu dürfen, von welcher ich mich durch directe Widerstandsmessungen überzeugt habe. Unter denselben Umständen beträgt der

1) Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. Bd. 2 S. 561 ff.

Widerstand der Selenzelle, wenn die erregbare Seite durch Sonnenlicht, das vermittels einer Linse concentrirt wird, beleuchtet ist, 854 S. E., bei Beleuchtung der anderen dagegen 958 S. E.; freilich ist die Differenz nicht bedeutend. Die Verschiedenheit der Lichtwirkung wiederum kann darin ihren Grund haben, dass das Licht auf der einen Seite in eine im Verhältnis zur ganzen Dicke grössere Tiefe eindringen kann als auf der anderen Seite. Die beiden Seiten unterscheiden sich nämlich äusserlich dadurch, dass auf der wirksamen Seite die Messingdrähte, wenigstens theilweise, freiliegen und thatsächlich nur die Zwischenräume mit Selen ausgefüllt sind, während die andere Seite als eine gleichmässig mit Selen bekleidete Fläche erscheint, so dass die Messingdrähte völlig von demselben bedeckt sind. In Rücksicht hierauf gewinnt jene Annahme an Wahrscheinlichkeit durch eine Beobachtung des Herrn Siemens, aus welcher sich ergibt, dass die Lichtwirkung sich auf die Oberfläche und die der Oberfläche zunächst liegenden Selenschichten beschränkt. Die Herstellung eines Siemens-schen Selenphotometers bedingt nämlich, das das Drahtgitter auf der einen Seite die Oberfläche des Selenplättchens berührt, während die andere Seite des Gitters von einer dünnen Selenschicht bedeckt ist. Wird die erstere Seite beleuchtet, so ist die Lichtwirkung zwei- bis dreimal so gross als bei Beleuchtung der letzteren[1]). Offenbar liegt bei meiner Selenzelle ganz Aehnliches vor. Uebrigens haben auch die Herren Adams und Day gefunden[2]), dass von drei Stücken, die von einer und derselben Selenstange genommen und einander möglichst ähnlich präparirt und ausgeglüht wurden, nur zwei photoëlektrisch erregbar waren, das dritte nicht, und dass die Lichtempfindlichkeit eines und desselben Stückes verschieden war an verschiedenen Stellen.

Einen Versuch, die menschliche Sprache vermittels meines Photophons ohne Batterie zu reproduciren, habe ich nicht gemacht; da aber die Töne im Telephon deutlich und bestimmt sind und mit der Geschwindigkeit des Lichtwechsels sich ändern, so dürfte an einem Erfolge kaum zu zweifeln sein. Es ist auch immerhin von theoretischem Interesse, dass man durch die Wirkung des Lichtes auf das Selen telegraphische Signale geben könnte, indem man in den Kreis des Selenelements und eines Galvanometers einen Commutator einschaltet; die Nadel weicht alsdann je nach der Handhabung des Commutators

1) Monatsber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1877 S. 323.

2) Proceed. Roy. Soc. XXV, 116.

bald nach der einen, bald nach der anderen Seite aus und kehrt in ihre Ruhelage zurück, sobald das Licht abgeblendet wird.

Die photoëlektrische Erregbarkeit meines Selenelements hat sich seit der Zeit, da ich sie zuerst beobachtete, (zweite Hälfte des Januar) nicht merklich geändert. Dagegen scheint während des Versuchs, wenn derselbe eine längere Dauer hat, auch für die photoëlektromotorische Kraft derjenige Zustand einzutreten, welchen Herr Siemens in Bezug auf die Leitungsfähigkeit als „Ermüdung des Selens“ bezeichnet hat; dasselbe bedarf jedoch nur kurze Zeit der Ruhe, um die photoelektrischen Ströme in ursprünglicher Stärke auftreten zu lassen. Eine bleibende Veränderung und zwar eine Vergrösserung um das Doppelte hat jedoch der Leitungswiderstand meines Selenelements erfahren. Während derselbe kurze Zeit nachdem ich sie erhalten hatte (erste Hälfte des Januar) im zerstreuten Tageslichte bei stark bewölktem Himmel etwa 700 S.E. betrug, ist er gegenwärtig unter nahezu gleichen Umständen auf 1400 S. E. gestiegen. Eine ähnliche Beobachtung ist auch von Herrn Siemens[1]) gemacht worden, und die Veränderlichkeit des Leitungswiderstandes kann bei einem Körper wie das Selen, dessen Moleküle sich offenbar in so wenig stabiler Gleichgewichtslage befinden, nicht Wunder nehmen.

Bei dieser Gelegenheit sei noch darauf hingewiesen, dass die Tauglichkeit eines Selenpräparats zu einem Photophon im Sinne des Herrn Bell ungleich weniger von der Leitungsfähigkeit als von der Lichtempfindlichkeit abhängt. Denn ich habe nicht nur mit einer Selenzelle, welche im Dunkeln etwa 12000 Widerstandseinheiten hat, kräftige Töne im Telephon erhalten, — so dass an der Möglichkeit einer Reproduction der menschlichen Sprache unter geeigneten Bedingungen nicht zu zweifeln ist, — sondern auch ein Siemens'sches Selenphotometer, dessen Widerstand im Dunkeln etwa 1 Million Quecksilbereinheiten beträgt, hat denselben Effect, ist also ein gutes Photophon. Die Lichtempfindlichkeit desselben ist so gross, dass der Widerstand sich im directen Sonnenlicht auf $^1/_4$ des obigen Werthes verringert und, wenn das Sonnenlicht durch eine Linse concentrirt wird, sich noch beträchtlich reducirt. Der Widerstand der erstgenannten Selenzelle beträgt unter dieser Bedingung 3300 S. E.

Die Lichtempfindlichkeit des Selens ist derart, dass eine Angabe des Leitungswiderstandes keinen Werth hat, wenn nicht eine genaue

1) Monatsber. etc. 1877 S. 311.

Bestimmung über die Art der Beleuchtung hinzugefügt wird. Im diffusen Tageslicht markirt sich jedes Wölkchen, das am Versuchsraum vorüberzieht, durch eine Aenderung des Leitungswiderstandes im Selen, und wenn die Bedeckung des Himmels sich rasch ändert, so bleibt die Galvanometernadel in der Wheatstone'schen Brücke, in welche das Selen eingeschaltet ist, nicht einen Augenblick in Ruhe. Diese ausserordentliche Empfindlichkeit des Selens dürfte dasselbe zu einem Actinometer geeignet machen, um die Intensität der Sonnenstrahlung in kurzen Intervallen vergleichsweise zu bestimmen. Ja, es dürfte vielleicht geeignet sein, die noch immer nicht ganz unzweideutig entschiedene Frage zu beantworten, ob und in welchem Sinne der Fleckenzustand der Sonne ihre Strahlung modificirt.

Berlin im März 1881.

Nachschrift.

Während ich bei Abfassung vorstehender Abhandlung sagen konnte, dass die photoëlektrische Erregbarkeit meiner Selenzelle sich im Laufe der Untersuchung nicht merklich geändert hat, schien mir dieselbe, als ich sie nach mehrwöchentlicher Ruhe wiederum dem Versuche unterwarf, zuerst Ende Mai eine Schwächung erfahren zu haben. Die häufige Bedeckung des Himmels in der Zwischenzeit gestattete mir nur selten, die Prüfung zu wiederholen; aber die Beobachtung ist unzweifelhaft richtig. Die Töne im Telephon sind jetzt so schwach, dass sie nur bei sehr intensiver Beleuchtung und fast vollständiger Fernhaltung aller fremden Geräusche wahrgenommen werden können. Auch erhalte ich an dem früher benutzten Galvanometer (von 2100 Windungen und 224^{gr} Drahtgewicht) keinen Ausschlag mehr. Zugleich hat sich der Widerstand erheblich verringert, er betrug am 9. und 10. Juni im diffusen Tageslicht 110—119 S. E. Heute fand ich ihn 110 S. E. und als Sonnenlicht auf die empfindlichere Seite concentrirt wurde, etwa 100 S. E. Diese Veränderung spricht für die in vorstehender Abhandlung ausgesprochene Annahme über den Grund der photoelektromotorischen Kraft, dass das Selenpräparat nicht homogen ist, sondern aus Modificationen von verschiedener Lichtempfindlichkeit besteht, welche allmählich in einander über zu gehen scheinen. Hoffentlich geben meine fortgesetzten Untersuchungen über diesen Gegenstand näheren Aufschluss.

Berlin am 30. Juni 1881.

Ueber die Bilder sphärischer Spiegel.

Von

G. Füchtbauer.

Die nachfolgenden, höchst elementaren, aber wie ich glaube theilweise neuen Betrachtungen dürften geeignet sein, beim Unterrichte einige Unklarheiten in der Theorie der Kugelspiegel zu beseitigen und zur Vorbereitung auf eine gründlichere Behandlung der Lehre von den Linsenbildern zu dienen, als sie bisher in den meisten Lehrbüchern der Physik geboten wird.

1. Es sei Fig. 1ª und 1ᵇ [1]) A ein leuchtender Punkt, welcher den Strahl AD auf den (Hohl-) Spiegel SS sendet, dessen Mittelpunkt O sei. B sei der Schnittpunkt des zu AD gehörigen reflectirten Strahles mit der optischen Achse OA und mithin der Bildpunkt des A für Strahlen, welche mit Achse den Winkel CAD bilden. Dann sieht man sofort, dass der Schnittpunkt A' von BD mit einem um O beschriebenen, durch A gehenden Kreisbogen für Strahlen vom gleichen Achsenwinkel denjenigen Punkt B' zum Bildpunkt hat, in welchem AD die optische Achse des A' schneidet, und dass der zum Spiegel concentrische Kreisbogen BB'

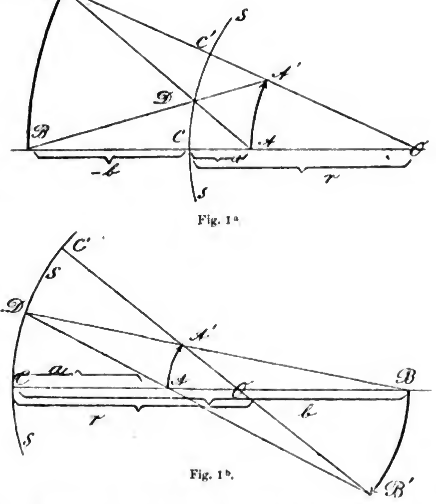


Fig. 1ª

Fig. 1ᵇ.

[1]) Die Figuren a stellen überall den Fall dar, in welchem ein imaginäres, die b denjenigen, in welchem ein reelles Bild entsteht. Die Erwägung, dass der Gang

das Bild des leuchtenden concentrischen Bogens AA' ist. Zugleich bemerkt man, dass D den Bogen CC' halbirt.

Je mehr sich nun D dem C und damit zugleich dem C' nähert, um so kleiner und zugleich um so mehr angenähert gerade werden AA' und BB'. Für von A (oder A') ausgesendete Centralstrahlen werden $AA'D$ und $BB'D$ ebenso wie OAA' und OBB' ähnliche Dreiecke. Die Höhen der beiden ersteren werden BC und AC. Demnach hat man:

$$AA' : BB' = AC : BC$$
$$AA' : BB' = AO : BO,$$

woraus
$$AC : BC = AO : BO,$$

welche Gleichung die bekannte harmonische Theilung der optischen Achse durch die 4 Punkte A, B, O und C ausdrückt. Führt man die den Figuren beigesetzte kürzere Bezeichnungsweise ein, so erhält man:

$$a : -b = r - a : r - b,$$

woraus
$$ar + br = 2ab$$

oder
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}. \qquad \text{(I}$$

Ebenso ergibt sich sofort aus der Betrachtung der Aehnlichkeit der Dreiecke $AA'D$ und $BB'D$ die Relation für die Bildgrösse:

$$\frac{AA'}{BB'} = \mp \frac{b}{a}. \qquad \text{(II}$$

2. Den Fall, in welchem AD und $A'D$ Centralstrahlen werden, sollen Fig. 2[a] und 2[b] versinnlichen, in welchen AA', BB' und CC' als unendlich klein, gerade und senkrecht auf OB zu denken sind, CC' aber immer noch durch BA' im Punkte D streng halbirt wird.

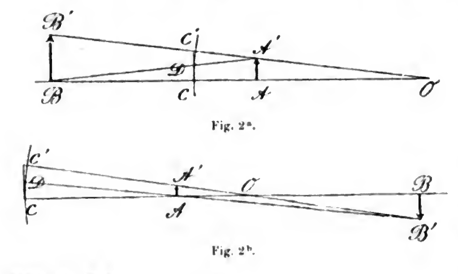


Fig. 2[a].

Fig. 2[b].

des Lichtes umkehrbar ist und demnach stets A das Bild wird, wenn B leuchtender Punkt ist, und die seltener oder nicht zu findende, dass auch der Spiegel umkehrbar ist, so dass S ohne Aenderung der Figur auch als Concavspiegel gedacht werden kann, lehrt, dass die zwei Figuren a und b alle denkbaren Fälle erschöpfen.

3. Man kann Fig. 2ᵃ und 2ᵇ als Projection einer Fig. 3ᵃ und bzw. 3ᵇ ansehen, welche Fig. 3 erhalten wird, wenn man in dem Punkte A eine Senkrechte auf OA von beliebiger Länge $A\mathfrak{A}$ errichtet, $\mathfrak{A}O$ zieht, in C und B Senkrechte $C\mathfrak{C}$ und $B\mathfrak{B}$ zur optischen Achse errichtet und $B\mathfrak{A}$ zieht. Letztere halbirt demnach $C\mathfrak{C}$ in D. Betrachtet man zunächst $BO\mathfrak{B}$ in Fig. 3 als Umklappung von BOB' in Fig. 2, so wird man um so näher die für Centralstrahlen geltende Fig. 2 als deren Projection erhalten, je näher die Ebene von $BO\mathfrak{B}$ mit der Projectionsebene einen rechten Winkel bildet.

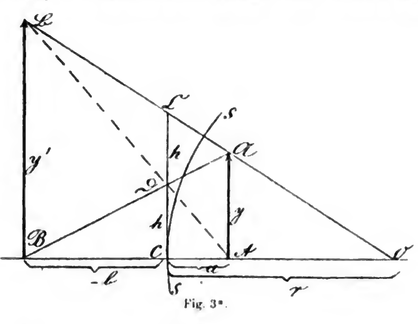


Fig. 3ᵃ.

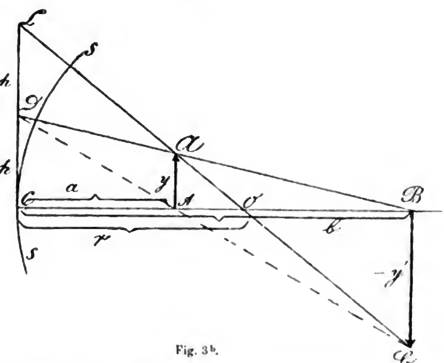


Fig. 3ᵇ.

Umgekehrt lässt sich nun mittels der Construction Fig. 3 das Bild B eines gegebenen leuchtenden Punktes A finden. Man mache eine in A auf der optischen Achse errichtete Senkrechte $A\mathfrak{A}$ beliebig lang, ziehe $O\mathfrak{A}$, verlängere sie nöthigenfalls bis zum Schnittpunkt $\mathfrak{C}$ mit der im Scheitel C des Spiegels errichteten Senkrechten $\mathfrak{C}C$ und verbinde $\mathfrak{A}$ mit dem Halbirungspunkt $\mathfrak{D}$ der letzteren. Der Schnitt der $\mathfrak{A}\mathfrak{D}$ mit der optischen Achse ist der gesuchte Bildpunkt. — Es ist zwar $\mathfrak{B}$ nicht das Bild von $\mathfrak{A}$, wohl aber B' (Fig. 2) das von A', wenn AA' unendlich klein gedacht wird. Unter allen Umständen aber ist

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{B\mathfrak{B}}{B\mathfrak{A}}.$$

4. Aus Fig. 3 lassen sich ebenfalls die gewöhnlichen Formeln für sphärische Spiegel leicht entwickeln. Man hat unter Anwendung der beigeschriebenen kürzeren Bezeichnungen aus der Aehnlichkeit der Dreiecke $A\mathfrak{A}B$ und $C\mathfrak{D}B$, dann $A\mathfrak{A}O$ und $C\mathfrak{C}O$:

$$a - b : - b = y : h \tag{1}$$

$$r - a : r = y : 2h, \tag{2}$$

woraus
$$b - a : 2b = r - a : r$$

oder
$$br - 2ab = - ar$$

und schliesslich
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}. \tag{I}$$

Berücksichtigt man noch die Aehnlichkeit der Dreiecke $B\mathfrak{B}\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{C}\mathfrak{D}\mathfrak{A}$, so erhält man:

$$a - b : a = y' : h, \tag{3}$$

welche Gleichung in Verbindung mit 1 sogleich gibt:

$$- by = ay' \text{ oder } \frac{y'}{y} = \frac{-b}{a}. \tag{II}$$

I und II sind die bekannten Fundamentalformeln für die Lage und Grösse des Bildes einer kleinen leuchtenden Linie.

5. Die allenthalben angewendete Construction, nach welcher das Bild eines leuchtenden Punktes A durch Zuhilfenahme einer kurzen, auf der optischen Achse senkrechten leuchtenden Linie $A\mathfrak{A}$ (Fig. 4[a] u. 4[b] auf folg. Seite) in der Weise gefunden wird, dass durch $\mathfrak{A}$ ausser seinem Hauptstrahl ein zur optischen Achse des A paralleler Strahl gelegt wird, welcher nach der Reflexion am Spiegelpunkt E durch den Brennpunkt F der Achse OA geht und den Hauptstrahl OA im Bildpunkte $(\mathfrak{B})$ des $\mathfrak{A}$ schneidet, wonach $(\mathfrak{B})(B) \perp OA$ das Bild von $\mathfrak{A}A$ wird, ist gleichwohl praktisch nicht brauchbar. Denn entweder wird $A\mathfrak{A}$ gross genommen, dann ist die Construction nicht mehr richtig; oder es ist hinreichend klein, um eine genügende Annäherung zu gestatten, dann schneiden sich die beiden reflectirten Strahlen des $\mathfrak{A}$ unter einem so kleinen Winkel, dass der Schnittpunkt unsicher wird. So kann es leicht kommen, dass ein fleissiger Schüler, der die ihm bekannt gegebene Construction sorgsam zeichnet, ebenso wie der Lehrer, welcher sie etwa mit Zirkel und Lineal an der Schultafel demonstrirt, ein wesentlich anderes Resultat bekommt, als die Rechnung ergibt. Die Ungenauigkeit wird noch auffälliger, wenn man zur

Controle einen dritten Strahl des 𝔄, dessen reflectirter Strahl bekannt ist, wie z. B. den durch F gehenden, zu Hilfe nimmt. Statt eines Punktes entsteht ein Dreieck.

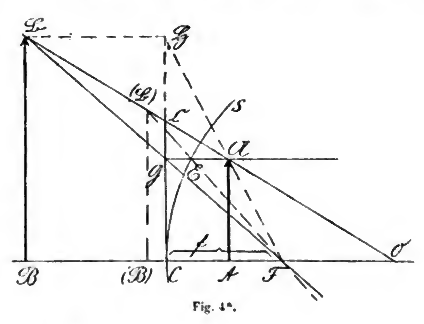


Fig. 4a.

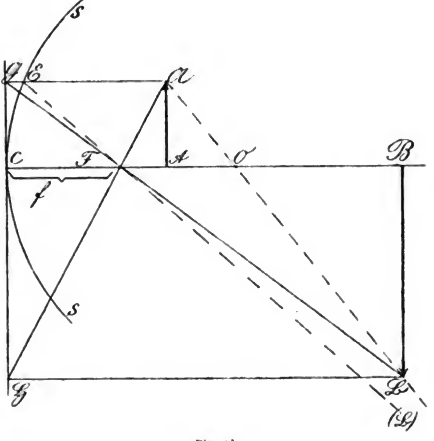


Fig. 4b.

Der Bildpunkt B wird jedoch vollkommen richtig gefunden, wenn man bei ganz beliebiger Länge von $A\mathfrak{A}$ den Parallelstrahl $\mathfrak{A}E$ anstatt bis zum Spiegel vielmehr bis zu der im Scheitel C errichteten Senkrechten zur Achse zieht und seinen Schnittpunkt 𝔊 mit dieser mit dem Brennpunkte F verbindet. Die Senkrechte vom Schnittpunkt 𝔅 der $\mathfrak{G}F$ mit $O\mathfrak{A}$ zur optischen Achse gezogen schneidet dieselbe im genauen Bildpunkt B des A. Denn es wäre schon die erste Construction richtig, wenn statt 𝔄 ein Punkt A' benützt werden könnte, der unendlich nahe an A wäre. Zu diesem Falle steht Fig. 4 in derselben Beziehung als Fig. 3 zu Fig. 2, d. h. in der Beziehung der Umklappung zur Projection. $\mathfrak{G}F$ entspricht einem $G'F$, dessen $A'G'$ parallel der Achse den Spiegel im unendlich nahe an C gelegenen Punkt G' trifft. 𝔅 entspricht demnach dem Bilde B' des A' und beiden entspricht der Punkt B [und nicht (𝔅)] der Achse. — Ein dritter Strahl durch F

und 𝔄 gelegt, welcher $C\mathfrak{C}$ in $\mathfrak{H}$ schneidet, führt genau auf 𝔅, wenn $\mathfrak{H}\mathfrak{B} \parallel OC$ gezogen wird.

6. In Fig. 4[b] sind die zur Auffindung von 𝔅 und demnächst B verwendbaren beiden direct oder reflectirt durch F gehenden Strahlen ausgezogen. Es ergibt die Aehnlichkeit der durch sie entstehenden $\triangle\triangle FA\mathfrak{A}$ und $FC\mathfrak{H}$, sowie der $FB\mathfrak{B}$ und $FC\mathfrak{G}$ die Proportionen:

$$FA : FC = A\mathfrak{A} : C\mathfrak{H} = C\mathfrak{G} : B\mathfrak{B} = CF : FB$$

oder

$$FA : f = f : FB$$

oder

$$FA \cdot FB = f^2, \tag{III}$$

eine weitere bekannte, für Spiegel und Linsen geltende Fundamentalformel.

Das hier und in 3. angewandte Verfahren, die Senkrechte zur optischen Achse im Scheitel des Kugelspiegels anstatt des letzteren anzuwenden und die Ordinaten in beliebigem, aber bei allen gleichem Verhältnis zu verlängern, wird bei der Brechung von Centralstrahlen an Kugelflächen längst benützt und wurde von Reusch [1]), welcher die entsprechende Figur (wie Fig. 3 oder 4) eine schematische, und neuerlich von Ferraris [2]), welcher sie abgeleitete nennt, begründet. Eine Anwendung desselben auf Spiegel ist mir nicht bekannt geworden.

7. Zur Construction der durch Centralstrahlen erzeugten Bilder B und B' (Fig. 5) eines leuchtenden Punktes A, welche ein sowohl aussen als innen reflectirend gedachter Spiegel SS liefert, eignet sich neben dem Hauptstrahl $\mathfrak{A}O$ des Endpunktes 𝔄 der zur Achse senkrechten beliebig langen Geraden $A\mathfrak{A}$ auch dessen vom Scheitel C (oder C') reflectirter Strahl. Man verlängere $A\mathfrak{A}$ nach rückwärts um

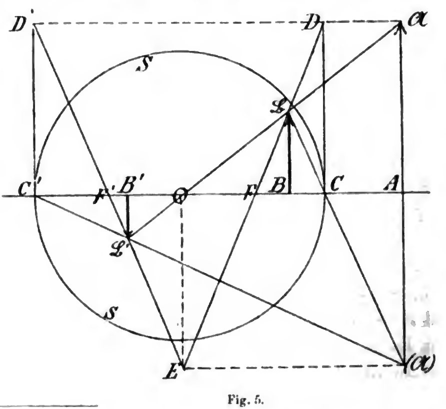


Fig. 5.

[1]) Constructionen zur Lehre von den Haupt- und Brennpunkten eines Linsensystems, Leipzig 1870, S. 2.

[2]) Die Fundamentaleigenschaften der dioptrischen Instrumente, übersetzt von Lippich, Leipzig 1879, S. 10.

sich selbst und verbinde den Endpunkt ($\mathfrak{A}$) der Verlängerung mit den Scheiteln C und C', so sind $C(\mathfrak{A})$ und $C'(\mathfrak{A})$ die betreffenden reflectirten Strahlen, welche $\mathfrak{A}O$ in den Bildpunkten $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{B}'$ des $\mathfrak{A}$ schneiden, von welchen man nur Senkrechte auf die Achse AC' zu fällen braucht, um die genauen Bildpunkte des A (die Spitzen seiner Brennlinie) zu erhalten. — Macht man die in O zur Achse senkrechte Linie $OE = A(\mathfrak{A})$ und ebenso die Scheiteltangenten $CD = C'D' = A\mathfrak{A}$, so gehen die Geraden ED und ED' ebenfalls durch die Punkte $\mathfrak{B}$ und bzw. $\mathfrak{B}'$; denn es ist leicht einzusehen, dass sie die Achse in den Brennpunkten F und F' schneiden.

Die erste der vorstehenden Constructionen macht sich besonders einfach, wenn der leuchtende Punkt A (Fig. 6) innerhalb der spiegelnden Kugel liegt. Denn man kann in diesem Fall die durch A senkrecht zur Achse zu ziehende Gerade $\mathfrak{A}(\mathfrak{A})$ durch den Spiegel S selbst in gleiche Abschnitte theilen lassen. B und B' sind auch hier die Bildpunkte des A.

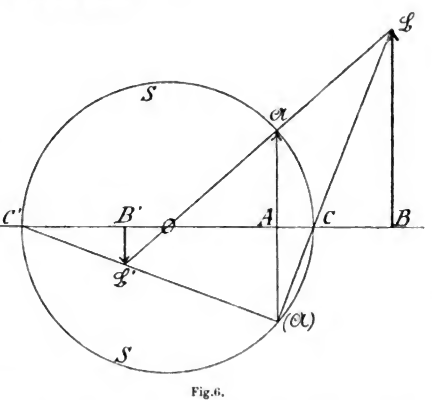
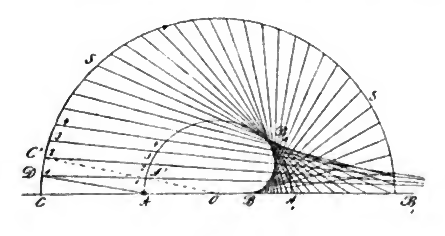


Fig. 6.

8. Die Betrachtung der Fig. 1 ergibt ein bequemes und praktisch ausführbares Verfahren, die Brennlinie der von einem sphärischen Spiegel reflectirten Strahlen eines leuchtenden Punktes zu zeichnen. Es sei in Fig. 7 SS ein Hohlspiegel, A ein leuchtender Punkt und $AA'A_1$ ein durch denselben gelegter, zum Spiegel concen-


Fig. 7.

trischer Kreis. (Die untere Hälfte der Figur ist aus Mangel an Raum hinweggelassen.) Man theile den im Zeichnungsblatt liegenden Durchschnitt S des Spiegels von der optischen Achse aus in eine beliebige Anzahl gleicher Theile, deren Endpunkte 1, 2, 3, 4 . . . seien. Durch die mit geraden Zahlen bezeichneten Theilpunkte ziehe man Radien und bezeichne ihre Schnittpunkte mit dem Kreise $AA'A_1$ von der optischen Achse angefangen und im gleichen Sinne wie oben mit 0, 1, 2, 3, 4 . . . . Verbindet man alsdann die gleich bezeichneten Punkte 11, 22, 33, 44 u. s. w., so erhält man eine Reihe von reflectirten Strahlen, welche die fragliche Brennlinie erzeugen und deren Beziehung zum Kreise $AA'A_1$ leicht erkennen lassen. Denn wenn die optische Achse mit AC, die Punkte 1 und 2 des Spiegels S mit D und C', der Punkt 1 des Kreises AA_1 mit A' bezeichnet werden, so entsprechen die Buchstaben der Fig. 7 denen der Fig. 1^b und es ist in ersterer DA' ein reflectirter Strahl zu dem einfallenden AD. Aehnlich ist es mit iedem folgenden Theilpunkt.

Kleinere Mittheilungen.

Dynamoëlektrische Maschine

von

W. E. Fein

in Stuttgart.

(Patentirt im Deutschen Reiche vom 25. Mai 1880 ab.)

Bei den dynamoëlektrischen Maschinen, welche nach dem Princip von Pacinotti-Gramme hergestellt sind, können die Pole der Elektro-

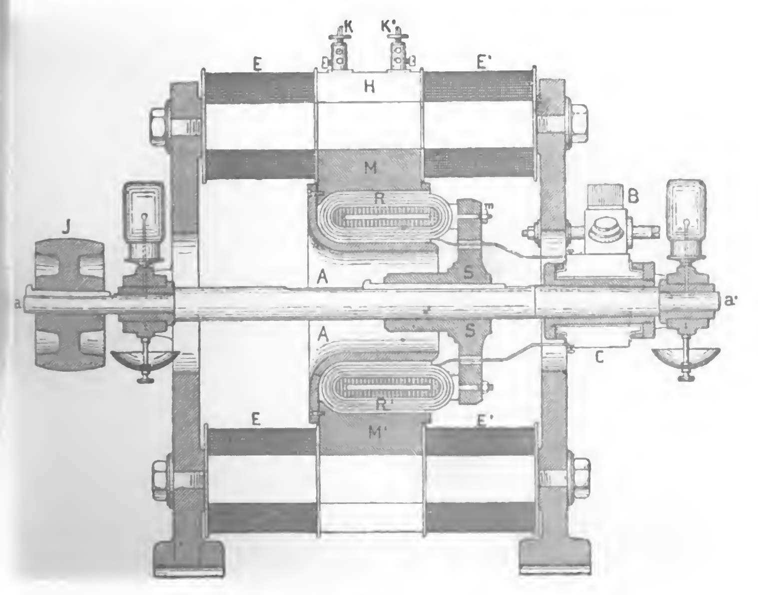


Fig. 1.

magnete nur auf die äusseren Drahtwindungen des Ringes inducirend wirken, während die übrigen Theile desselben beinahe ganz unbeeinflusst

bleiben und dadurch nur den Widerstand der Stromleitung erhöhen, was ausserdem zu nutzloser Wärmeerzeugung Veranlassung gibt.

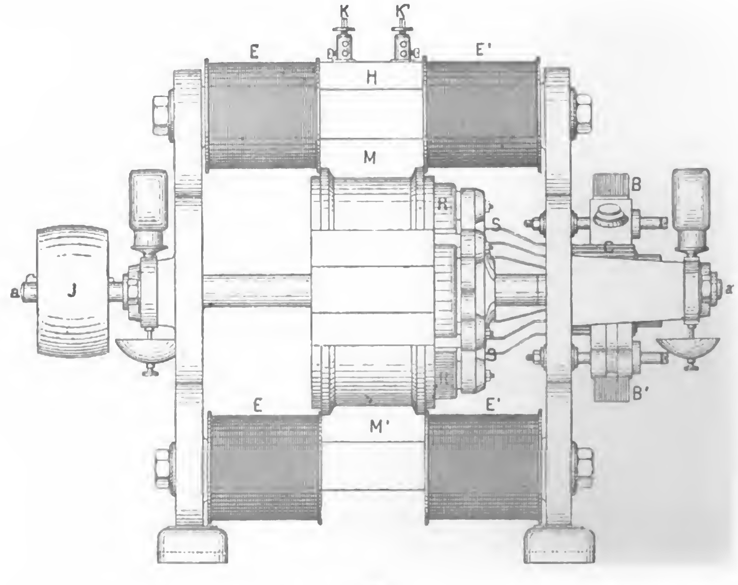


Fig. 2.

Dieser Nachtheil wurde bei den sogenannten Flachringmaschinen dadurch zu vermeiden gesucht, dass statt des cylinderförmigen Ringes ein solcher von flacher Form verwendet wurde, dessen Umwindungen eine Induction von zwei Seiten gestatten. Bei dieser Anordnung des Ringes gehen jedoch die Drahtwindungen radial aus einander, wodurch er, um einen Draht von derselben Gesammtlänge und gleichen Windungszahl aufnehmen zu können, einen ungleich grösseren Durchmesser als der cylinderförmige erhalten muss. Hierdurch entsteht aber, besonders unter der Einwirkung der Magnete, ein bedeutend grösserer Widerstand gegen seine Bewegung, so dass der Flachring verhältnismässig mehr Kraft zu seiner Rotation erfordert als der cylinderförmige.

Die Berücksichtigung dieser Umstände veranlasste mich zu der in Nachfolgendem beschriebenen Construction, bei welcher ich die

Cylinderform des Ringes beibehielt, ihn aber auf eine eigenthümliche Weise auf der Rotationsachse befestigte, durch welche es, unter gleichzeitigem Anbringen von entsprechend geformten Armaturen, möglich ist, beinahe die ganze Länge seiner Drahtwindungen der Wirkung der Magnete auszusetzen. Die Fig. 1 zeigt den Durchschnitt, Fig. 2 die Seitenansicht dieser neuen dynamoëlektrischen Maschine, während die Figuren 3 und 4 die beiden Endansichten geben.

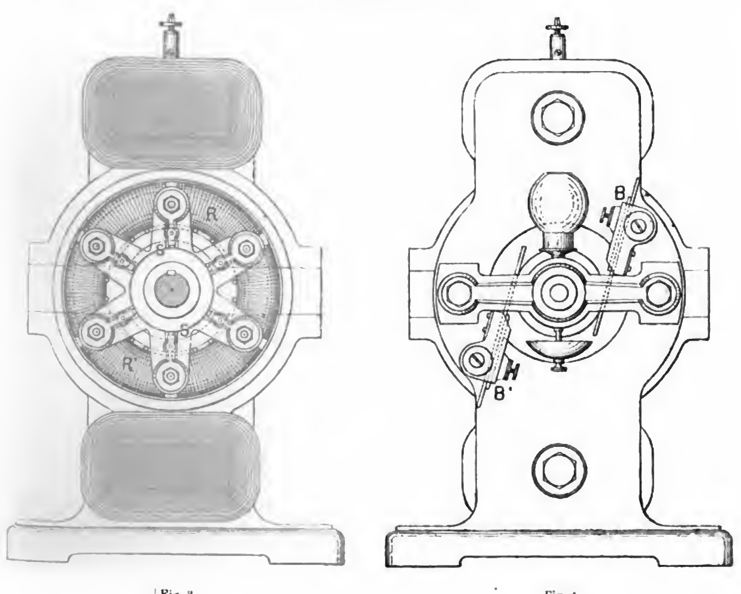


Fig. 3. Fig. 4.

Der mit den Drahtwindungen versehene cylinderförmige Ring *RR* ist mittels Schrauben und Muttern an den Messingstern *SS* befestigt, welcher, mit einer Büchse versehen, auf der Achse *aa'* festgekeilt ist und durch die Riemscheibe *J* in Rotation versetzt wird. Die Enden der einzelnen Drahtspiralen gehen theils durch isolirte Oeffnungen, welche sich in den Speichen des Sternes befinden, theils zwischen diesen zu dem auf der rechten Seite des Apparates befestigten Commutator *C*, der, um leicht zugänglich zu sein, auf der verlängerten Achse ausserhalb des Gestelles angebracht ist.

Zur Ableitung des Stromes steht der Commutator in der allgemein üblichen Weise mit den Schleifbürsten *B* und *B'* in Verbindung. Der Ring selbst ist zur Beseitigung der Foucault'schen Ströme und der hierdurch entstehenden Wärmeerzeugung aus einer grösseren Anzahl ganz dünner, von einander isolirter Eisenscheiben hergestellt.

Die Eisenkerne der Elektromagnete *E* und *E'* sind ferner mit den Armaturen *M* und *M'* verbunden, welche die äusseren Seiten des Ringes umschliessen. An diese sind die halbtrichterförmigen eisernen Polstücke *A*, *A* geschraubt, welche den Ring in der aus Fig. 1 ersichtlichen Weise auf zwei weiteren Seiten umfassen, so dass sich nahezu die ganze Länge seines Umwindungsdrahtes in den magnetischen Feldern bewegt und nur die dem Messingstern gegenüberliegenden ganz kurzen Drahtstücke nicht elektromotorisch wirken.

Der erhöhte Nutzeffect dieser Maschine lässt sich dadurch in einfacher und überraschender Weise zeigen, dass man die Polstücke *A*, *A* entfernt, so dass die Induction, wie bei der Gramme'schen Maschine, nur die äusseren Windungen des Ringes beeinflusst. Hierbei erhält man aber kaum die Hälfte der Stromstärke, welche sie unter Einwirkung der Armaturen *A*, *A* liefert.

Die Vortheile meiner Construction lassen sich nach dem Gesagten in Folgendem zusammenfassen:

1. Die Umwindungen des Ringes sind beinahe in ihrer ganzen Länge der inducirenden Wirkung der Magnete ausgesetzt, so dass der Widerstand seiner Leitungen, welche nicht elektromotorisch wirken, ganz gering ist.
2. Die Anordnung des Eisenringes ist derart, dass die Erzeugung der Foucault'schen Ströme möglichst beseitigt ist, so dass der Arbeitsverlust durch Wärmeerzeugung gering und keine übermässige Erhitzung des Ringes eintreten kann.
3. Durch den verhältnissmäsig kleinen Durchmesser des Ringes wird seine Rotationsfähigkeit möglichst wenig beeinträchtigt, und es erfordert diese Maschine im Vergleich zu ihrer Leistung nur einen geringen Kraftaufwand.

Ueber ein akustisches Phänomen, wahrgenommen an einer Crookes'schen Röhre.

Von

Charles R. Cross.

Vor kurzem bemerkte ich beim Experimentiren mit einer Crookes-schen Röhre ein Phänomen, welches ganz überraschend war und so

deutlich, dass kaum möglich scheint, dass es nicht schon häufig vorher beobachtet wäre; doch da es bislang meines Wissens noch nicht erwähnt wurde, so möchte ich darauf aufmerksam machen.

Beim Arbeiten mit derjenigen Röhre, in welcher ein Platinblech glühend gemacht wird dadurch, dass elektrische Partikeln, welche von einem concaven Spiegel fortgeschleudert werden, darauf concentrirt werden, bemerkte ich, wenn der Spiegel die negative Elektrode bildete, dass eine klare, rein musikalische Note von der Röhre ausgesandt wurde. Ich dachte zunächst, dass die Tonhöhe der Note mit dem von dem Unterbrecher (der etwa 100 Unterbrechungen per Secunde machte) hervorgebrachten Tone übereinstimme, allein dies war nicht der Fall. In der That waren grosse Aenderungen an der Geschwindigkeit des Stromunterbrechers ohne Einfluss auf die Tonhöhe der von der Röhre hervorgebrachten Note. Der Effect schien hervorgebracht zu werden durch die Vibration des Platinbleches in seiner eigenen Periode unter dem Einflusse der molecularen Erschütterung. Diese Vibration wurde durch einen eingeschmolzenen Draht den Glaswänden der Röhre mitgetheilt, wodurch der Ton dem Geräusch des Aufschlagens von Regen auf Fensterscheiben ähnlich wurde, doch war er höher und musikalisch reiner. Der Ton wechselte seinen Charakter erheblich beim Umkehren der Stromesrichtung, man hörte dann nur ein leises Murmeln. Ich erhielt eine ähnliche Note, jedoch viel weniger laut, mit der sog. „Röhre der mittleren freien Weglänge", am besten, wenn die mittlere Platte positiv war. Bei einer Röhre, welche phosphorescirendes Schwefelcalcium enthielt, war die Note sehr laut, aber niedrig, dennoch deutlich unterscheidbar. Bei dieser Röhre war erwartungsgemäss ein Stromwechsel ohne Einfluss auf den Ton. Ich hörte diese musikalische Note bei keiner andern meiner Röhren, deren Elektroden aus geraden Drähten bestehen, ausser bei einer einzigen Geissler'schen Röhre, welche evacuirt war, um die Schichtung zu zeigen, aber dort nur sehr schwach.

Astronomisches Universal-Instrument

von

T. Ertel & Sohn

in München.

Der starke messingene Dreifuss ist mit 3 Horizontalstellschrauben, an welchen die Fussplatten fest sind, versehen. Im Centrum des

Fusses ist eine abschraubbare Centrirvorrichtung angebracht, deren Stahlspitze nach ab- und aufwärts um so viel zu verstellen ist, dass dieselbe bei allen Stellungen der 3 Fussschrauben, sowohl bei höchster als bei tiefster, noch die Ebene, auf welcher das Instrument steht, berühren kann.

Höhen- und Horizontalkreis sind verdrehbar, haben einen Durchmesser von 155 ^{mm} und ist die Eintheilung von 10 zu 10 Minuten.

Die Bezifferung ist, wie es jetzt überhaupt auch sehr häufig bei kleineren Mikroskop-Instrumenten zu finden ist, von Grad zu Grad, so dass also mittels der Mikroskope sowohl Grade als Minuten und Secunden direct abgelesen werden können und dadurch eine Aufsuchungstheilung wegfällt. Dabei sei noch bemerkt, dass diese Art von Bezifferung von verschiedener Seite als „neu" bezeichnet wurde, während dieselbe eine längst bekannte Sache ist, die mit Unrecht als neu ausgenützt wird. Die Klemmen wirken vom Centrum aus und ohne dass die Kreise berührt werden.

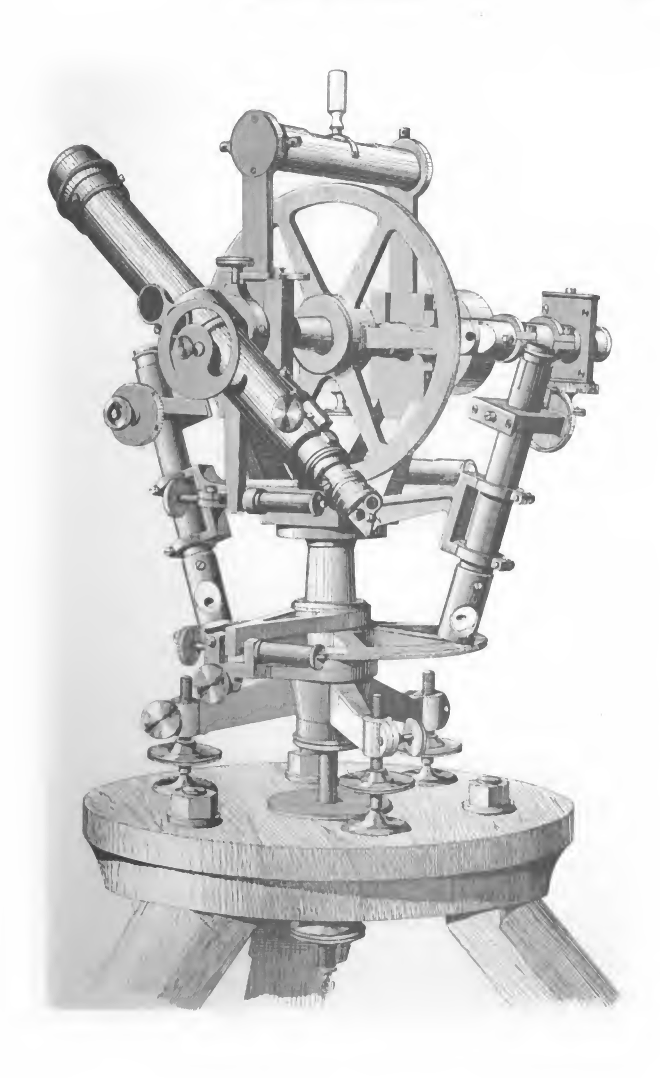
Die Mikroskope gestatten eine directe Ablesung von 2 Secunden und sind mit allen nothwendigen Correctionen versehen. Die Mikroskopträger sind fest mit der Stütze verbunden.

Die Stütze ist mit der Büchse unverrückbar verschraubt, mit Correction für gerade Aufsteigung versehen und hat seitwärts eine Libelle behufs rascher Horizontalstellung.

Die Achse sammt Fernrohr und Höhenkreis ist zum Umlegen eingerichtet, um die Untersuchung der Stahlzapfen auf ihren gleichen Durchmesser ausführen zu können.

Das Fernrohr hat 12 Linien Oeffnung und 9 Zoll Brennweite, Ocularprisma und Sonnenglas und ist zum Durchschlagen eingerichtet.

Die Beleuchtung für helles Feld geschieht von der Seite aus durch einen im Kubus des Fernrohres angebrachten Reflector. Die continuirliche Verdunkelung für helles Feld wurde zum ersten Male an diesem Instrumente auf eine neue Art gemacht. Dieselbe hat sich als vortrefflich bewährt, und ist die Vorrichtung so einfach, dass eine Beschreibung überflüssig ist. Die Beschaffenheit dieser Vorrichtung dürfte aus der Abbildung des ganzen Instrumentes genügend hervorgehen, und sei nur erwähnt, dass die Schneckenscheibe bloss eingesteckt wird, leicht drehbar ist und ohne Umstände weggenommen werden kann.



Ausserdem sitzt noch eine Brille mit 2 farbigen Gläsern am Rohre und gleitet die Schneckenscheibe über die Brille hinweg.

Der ganze Obertheil, von dem Horizontalkreise ab, wird mittels einer kräftigen, durch 2 Schrauben corrigirbaren Feder, die auf den Centralzapfen drückt, balancirt.

Das Instrument hat eine Aufsatzlibelle mit einer Empfindlichkeit von 1 Minute = 15 Pariser Linien.

Einfacher Apparat zur Demonstration des verschiedenen Leitungsvermögens und der specifischen Wärme von Flüssigkeiten.

Von

Dr. Georg Baumgartner.

Mehrere im Querschnitte gleiche Eprouvetten, in welchen je ein Thermometer mittels eines Korkes befestigt ist, sind an einem messingenen Gestell angebracht. In jede einzelne Eprouvette wird eine andere Flüssigkeit, etwa Quecksilber, Wasser, Schwefelsäure, Glycerin und Olivenöl, gebracht. Diese Flüssigkeiten eignen sich zur Demonstration in der Schule am besten, weil die Unterschiede im Leitungsvermögen sehr gross sind. Die Thermometer müssen alle ein gleich grosses Gefäss besitzen, damit der An- und Abstieg gleich schnell erfolgt. Wenn alle Eprouvetten mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt sind, wird die Temperatur an den Thermometern abgelesen. Selbstverständlich hat man Sorge zu tragen, dass die Temperatur aller Flüssigkeiten dieselbe ist. Man nimmt dann das Gestell mit den Eprouvetten und taucht das Ganze bis unter das Niveau der Flüssigkeiten in siedendes Wasser. Da die Eprouvetten von allen Seiten mit Ausnahme der Oberfläche mit siedendem Wasser umgeben sind, so werden Strömungen beinahe ausgeschlossen sein. In Folge des verschiedenen Leitungsvermögens der Flüssigkeiten steigt die Quecksilbersäule in den Thermometern ungleich schnell, was man namentlich in den ersten Secunden nach dem Eintauchen am auffälligsten beobachtet. Ich brauche wohl nicht zu bemerken, dass der Temperaturanstieg auch von der specifischen Wärme abhängt und der ganze Versuch bloss ein Schulversuch, ähnlich wie Ingenhouss'sche für feste Körper, ist. Ein Versuch, den ich mit obgenannten Flüssigkeiten anstellte, ergab folgenden Temperaturanstieg in einer Minute für

Quecksilber,	Wasser,	Schwefelsäure,	Glycerin,	Olivenöl	
82,8	79,8	78,7	76,8	72,5	Grade C.

Behufs Bestimmung der specifischen Wärme der Flüssigkeiten taucht man die Eprouvetten nur ein paar Millimeter tief in siedendes Wasser. Rühren braucht man nicht, weil in Folge der Strömungen die kalte und warme Flüssigkeit sich ohnehin mischen. Die Eprouvetten sind bis auf das kleine Stück, welches in Wasser taucht, mit Baumwolle zu umgeben.

Die Wärmemenge, die jede einzelne Flüssigkeit erhält, ist gleich gross, daher

$$w = pst = p's't' = p''s''t'' \text{ u. s. w.,}$$

wenn w die Wärmemenge, p das Gewicht, s die specifische Wärme und t die Temperatur bedeutet. Aus diesen Gleichungen folgt:

$$t : t' : t'' = p''s'' : p's' : ps.$$

Die Beobachtung wird in der Weise angestellt, dass man die Temperatur im Momente des Eintauchens an den Thermometern abliest, und etwa wenn das Thermometer, welches im Quecksilber steckt, 80° C. zeigt, die andere zugleich abliest. Die Thermometer befinden sich, wie sich's ja von selbst versteht, an der Oberfläche.

Ein Versuch, den ich mit Quecksilber anstellte, ergab mir die specifische Wärme 0,039 statt 0,033.

Ueber einen einfachen physikalischen Vorlesungsversuch.

Von

Dr. Max Weinberg,

Assistent an der k. k. Technischen Hochschule in Brünn.

Im Nachfolgenden soll ein Versuch beschrieben werden, welcher es erlaubt, die Lissajous'schen Schwingungscurven ohne besonderen Apparat mit den einfachsten Mitteln und in möglichster Vollständigkeit experimentell darzustellen.

Die Stimmgabelapparate, wie sie von den Mechanikern zu diesem Zwecke geliefert wurden, sind gewöhnlich bloss für das Schwingungsverhältnis 1 : 1 bis höchstens 8 : 9 brauchbar; vollständige Apparate (z. B. von König in Paris) sind wiederum eine sehr kostspielige Sache und werden sich gewiss nur in grossen Sammlungen vorfinden. Sehr vereinfacht wird die Zusammenstellung, wenn man sich zur Darstellung der Schwingungscurven des Pendels bedient, das ja bekanntlich nach denselben Gesetzen wie ein elastischer Körper schwingt. Dieser Gedanke ist nicht neu und es sind eine Anzahl von Einrichtungen nach diesem Principe angegeben worden.

In einer vom Verfasser benutzten Abhandlung von Hagen[1]) ist die Literatur dieses Gegenstandes zusammengestellt. Besonders für die graphische Darstellung dieser Curven eignet sich ein Arrangement, wie es zuerst von William Swan, Professor an der Universität St. Andrews, angewendet worden.

Hagen beschreibt dieses Princip und zugleich eine Einrichtung nach John Dobson, die es erlaubt, die Curven mit Tinte aufzuzeichnen. Der Apparat ist einfach und kann wohl selbst gemacht werden; dennoch dürften manche Lehrer der Physik es vorziehen, namentlich für Vorlesungszwecke noch schneller und einfacher zum Ziele zu gelangen, und sich mit einer graphischen Darstellung mittels Sand (wie dies schon Swan gethan) begnügen.

Um zu diesem Ziele zu gelangen, verfährt man folgendermassen: In den Punkten A und B (Fig. 1), etwa in einer hohen und tiefen Fensternische, werden die Enden einer Spagatschnur befestigt; durch ein Stückchen eines dünnen Bleirohrs, das über die Schnur geschoben ist, wird der Punkt M gebildet, von dem aus beide Schnüre unmittelbar neben einander frei herabhängend, die kleine Bleikugel C (von 4^{cm} Durchmesser) tragen. Man hat es bei diesem, wie erwähnt, von Svan herrührenden Arrangement mit zwei Pendeln zu thun, von der Länge DC und MC, die einzeln in zu einander senkrechten Ebenen schwingen. Wird die Pendelkugel C nach einer schiefen Richtung aus der Ruhelage gezogen, so setzen sich die beiden schwingenden Bewegungen zu einer einzigen zusammen und je nach dem Verhältnis der beiden Pendellängen kommen die verschiedenen Lissajous'schen Curven zu Stande. Wie sich ebenfalls leicht zeigen lässt, verhalten sich die Pendellängen umgekehrt wie die Quadrate der Schwingungszahlen. Durch Verschieben des Bleistückchens lässt sich das gewünschte Verhältnis in den Pendellängen herstellen und durch Quetschen mit einer Flachzange der Punkt M fixiren. Als Sandbehälter dient ein Eprouvetten-Glasrohr R (Fig. 2), 10^{cm} lang und 2^{cm} Durchmesser, das in eine Spitze mit $3-4^{mm}$ weiter Oeffnung

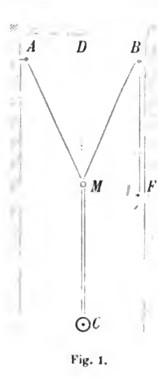


Fig. 1.

1) J. Hagen, Ueber die Verwendung des Pendels zur graphischen Darstellung der Stimmgabelcurven. Schlömilch's Zeitschrift Bd. 24 (1879) S. 285.

ausgezogen ist. Zur festen Verbindung des Glasrohrs mit der Kugel dient ein Korkstück. In eine halbkugelförmige Höhlung des Korkes K wird die Kugel mit Siegellack eingekittet und dieser sodann in das Glasrohr R gesteckt. Zur Füllung mit Sand wird das Glasrohr herabgenommen. Man bedient sich eines durch ein feines Drahtnetz gesiebten Streusandes, denn nur dann fliesst derselbe ohne jede Stockung aus der Röhre heraus. Unter das Pendel wird ein entsprechend grosser, vollkommen ebener, weisser Papierschirm gelegt. Damit die Curven scharf werden, ist es nothwendig, dass in der Ruhelage des Pendels die Oeffnung möglichst nahe über dem Schirm steht. Damit dies für alle Stellungen des Punktes M (Fig. 1) erhalten wird, braucht man bloss in B die Schnur nicht zu fixiren, sondern durch ein Oehr hindurch nach einem seitlichen Dorn F zu führen und an diesem den restlichen Theil derselben aufzuwickeln. Durch Aufwickeln und Nachlassen der Schnur lässt sich sonach für alle Curven erreichen, dass die Länge des bifilaren Pendels nahezu dieselbe bleibt. Die Länge des kleineren Pendels wird nach dem obigen Gesetz für jede gewünschte Curve berechnet. Für das Verhältnis 1 : 1 wird der Punkt M so hoch gelegt, dass er mit A und B fast in derselben Geraden liegt. Ist alles so vorbereitet, so wird der Streusand eingefüllt und die Oeffnung mit dem Daumen verschlossen. Mit der anderen Hand wird das Glasrohr etwa in der Mitte gefasst und das Pendel seitlich (jedoch nicht zu weit) aus der Ruhelage gebracht. Nachdem man das Herausfliessen des Streusandes freigegeben hat, wird durch plötzliches Loslassen und Vermeiden jeder seitlichen Bewegung das Pendel in Bewegung versetzt. In allen Fällen beginnt die Zusammensetzung der beiden schwingenden Bewegungen mit der Phasendifferenz Null, doch nimmt diese stetig zu und es tritt das sog. „Drehen“ der Curve ein, d. h. es werden nach und nach alle zu dem Schwingungsverhältnisse gehörigen Curven durchlaufen. Beobachtet man die Erscheinungen bloss optisch (nur mit der angehängten Kugel, Fig. 1), was bei den einfachen Curven ganz instructiv ist, so kann man diese periodische Wiederkehr der Curven eine Zeit lang beobachten. Für die graphische Darstellung hingegen wird man oft nur die einzelnen dieser Curven für sich erzeugen, um

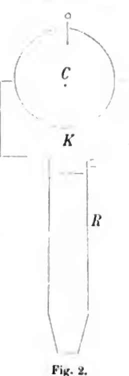


Fig. 2.

die Zeichnung nicht zu überladen. Nähere Details über die Anzahl der Schwingungen und den Ort, wo das Pendel aufgehalten werden muss, damit als Ergebnis eine von den in den Büchern abgebildeten Curven auf dem Schirme graphisch dargestellt erscheint, wird der Experimentator selbst bald herausfinden. Erwähnt sei nur noch, dass ein scharfes Einhalten des Verhältnisses der Pendellängen bei der Abmessung nicht dringend nothwendig ist; wenn die Abweichung nicht gross ist, so wird immer die richtige Serie von Curven kommen. Will man das „Drehen" der Curve vermeiden, so erreicht man es durch probeweises Verschieben des Punktes M bald, dass die Curve für die Phasendifferenz Null durch die ganze Schwingungszeit des Pendels constant erhalten bleibt, resp. bloss eine stetige Verkleinerung mit abnehmender Amplitude eintritt. Bei meinen Versuchen hatte das bifilare Pendel eine Länge von 338^{cm}.

Mit Hilfe eines so eingerichteten Apparates lassen sich demnach alle Verhältnisse, wie sie bei Zusammensetzung schwingender Bewegungen auftreten, leicht experimentell darstellen, und derselbe bietet ein gutes Hilfsmittel für die Vorträge über Mechanik, Akustik und Optik. Steht der Pendelapparat auch in wissenschaftlicher Beziehung einem vollständigen Stimmgabelapparate nach, so ist er doch entschieden jenen oft complicirten Apparaten vorzuziehen, die auf rein mechanischem Wege denselben Zweck anstreben. Der überraschende Erfolg lohnt jedenfalls die kleine Mühe der Zusammenstellung.

J. Hočevar, Ueber einige Versuche mit einer Holtz'schen Influenzmaschine.

(Wiener Akademischer Anzeiger 1881 Nr. 9.)

Der Verfasser berichtet über einige Versuche mit einer Influenzmaschine, deren feste Scheibe aus zwei getrennten Theilen besteht, von denen jeder je eine Papierbelegung trägt und sich mit derselben leicht entfernen lässt. Man kann eine Belegung ganz wegnehmen, ohne die Wirksamkeit der Maschine aufzuheben, wenn man zu den beiden Conductoren (Saugkämmen), welche der einfachen Holtz'schen Influenzmaschine wesentlich angehören, noch einen dritten in passender Weise hinzufügt. Man erhält zwar geringere Elektricitätsmengen, jedoch viel bedeutendere Schlagweiten und kann den Apparat in jeder Entfernung der Elektroden innerhalb der Schlagweite in Thätigkeit versetzen. Zur Holtz'schen Influenzmaschine hinzugefügt, verändert der überzählige Conductor die erzeugte Elektricitätsmenge nicht, ver-

grössert hingegen die Schlagweite. Hierauf folgt eine Erklärung für die Wirkungsweise jenes überzähligen Conductors, welcher übrigens bereits vor längerer Zeit von Holtz und Poggendorff eingeführt, bald darauf jedoch durch den sogenannten diametralen Hilfsconductor verdrängt worden ist.

Monatmittel der magnetischen Declination und Horizontal-Intensität beobachtet zu Prag im Jahre 1880.

(C. Hornstein, Astronomische, magnetische und meteorologische Beobachtungen an der k. k. Sternwarte zu Prag 41. Jahrgang.)

1880	Declination	Horizontal-Intensität
Januar	10° 58,44'	1,9578
Februar	57,72	565
März	56,65	569
April	54,84	577
Mai	54,41	572
Juni	53,65	575
Juli	53,49	569
August	53,20	557
September	53,47	564
October	52,61	565
November	50,09	566
December	48,93	576
Jahr	10° 51,98'	1,9569

Literatur.

W. Braun und **A. Kurz**, Ueber den Luftwiderstand bei kleinen Geschwindigkeiten.

Bresina, Ueber die Schwingungen der Luft in der chemischen Harmonika. Jahresbericht über das Archigymnasium zu Soest.

R. Ferrini, Ricerche sperimentali cogli apparecchi di Crookes. S. A.

A. Forster, Jahrbücher des Tellurischen Observatoriums zu Bern 1879.

Greenwich Magnetical and Meteorological Observations 1878.

Giov. Guglielmo, Sull' uso dell' Elettrometro nello studio compiuto delle coppie Voltaiche a circuito chiuso. Torino, Löscher.

C. Hornstein, Astronomische, magnetische und meteorologische Beobachtungen an der k. k. Sternwarte zu Prag im Jahre 1880, 41. Jahrgang.

Jahrbücher der k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus 17. Bd. 1. Theil, Jahrgang 1880. Wien, Braumüller.

J. Klemenčič, Zur Bestimmung des Verhältnisses zwischen der elektromagnetischen und mechanischen Einheit der Stromintensität.

F. Klocke, Nachahmung der Erscheinungen optisch anomaler Krystalle durch gespannte Colloide.

F. Klocke, Ueber die Wirkung eines einseitigen Druckes auf optisch anomale Krystalle von Alaun, Idokras und Apophyllit. — Axenbilder im convergenten Licht bei Alaun, Bleinitrat, gepresstem Gelatine und rasch gekühltem Glase.

——, Ueber ein optisch analoges Verhalten einiger doppeltbrechender regulärer mit optisch zweiaxig erscheinenden tetragonalen Krystallen.

L. Kohlfürst, Die elektrischen Wasserstandszeiger. Für Wasserbau- und Maschinentechniker, Wasserleitungs-Ingenieure, Fabrikdirectoren, Industrielle etc. Berlin, J. Springer.

v. Konkoly, Beobachtungen angestellt am Astrophysikalischen Observatorium in O-Gyalla Bd. II. Halle, Schmidt.

S. Lamansky, Ueber Fluorescenz.

E. Lommel, Ein Polarisationsapparat aus Magnesiumplatincyanür.

——, Ueber das Dispersionsgesetz.

W. J. Marek, Pesées 14 Septbre 1878 à 30 Septbre 1879.

A. Naccari e **G. Guglielmo**, Intorno alla forza elettromotrice delle coppie incostanti. Torino, Löscher.

A. Naccari e **S. Pagliari**, Sulla tensione massima dei vapori di alcuni liquidi e sulla dilatazione termica di questi. Torino, Löscher.

v. Orff, Der topographische Atlas von Bayern. Karlsruhe.

J. Pernet, Sur les moyens d'éliminer dans l'évaluation des températures l'influence de la variation des points fixes des thermomètres a mercure.

E. C. Pickering, **A. Searle** and **O. C. Wendell**, Photometric Measurements of the Variable Stars β Persei and DM. 81° 25, made at the Harvard College Observatory. Cambridge, Wilson & Son.

F. Schulze-Berge, Ueber die Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Gasen.

L. Schwendler, On some experiments instituted by supply all the Lines terminating at the Calcutta Telegraph Office with currents tapped from the Main-Current by a Dynamo-electric Machine.

——, Report on the Electric Light as the East Indian Railway Company's Station Howrah (Calcutta). Calcutta.

G. Strasser, Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Kremsmünster Jahrgang 1878.

V. Strouhal und **C. Barus**, Ueber Anlassen des Stahles und Messung seines Härtezustandes. Würzburg, Stahel.

W. Weber und **F. Zöllner**, Elektrodynamische Widerstandsmessungen nach absolutem Maasse. Leipzig, Breitkopf u. Härtel.

H. Wild, Die Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches, mit Atlas.

——, Repertorium für Meteorologie Bd. VII Hft. 1.

——, Ueber die Beziehungen zwischen Isobaren und Isanomalen der Temperatur. St. Petersburg.

——, Genaue Bestimmung der absoluten Inclination mit dem Inductions-Inclinatorium. St. Petersburg.

——, Die erdmagnetische Differenz zwischen St. Petersburg und Pawlowsk. St. Petersburg.

——, Das magnetische Ungewitter vom 11. bis 14. August 1880. St. Petersburg.



Ueber den Einfluss kleiner Druckdifferenzen auf die Resultate genauer Messungen und Wägungen.

Von

W. J. Marek,

adjoint du Bureau international des poids et mesures à Sèvres.

Bei allen Operationen des Messens und Wägens sind die dem Studium unterworfenen Körper gewissen, im Allgemeinen veränderlichen Druckkräften ausgesetzt. In Folge der Veränderlichkeit dieser Drucke sind die Dimensionen, Form und Dichtigkeit des untersuchten Körpers kleiner Variationen fähig. Diese Variationen sind auch in der grössten Zahl der Fälle, wenn grosse Druckunterschiede ins Spiel kamen, die Aenderungen der Dimensionen daher relativ beträchtlich waren, gehörig berücksichtigt und deren Wirkung in Rechnung gezogen worden. Die in neuester Zeit erreichte Vervollkommnung unserer Messwerkzeuge und Beobachtungsmethoden scheint aber zu erheischen, dass auch den kleinen Druckschwankungen, die bislang vernachlässigt wurden, einige Aufmerksamkeit geschenkt wird. Die folgenden Zeilen bezwecken lediglich auf diesen Gegenstand aufmerksam zu machen.

Von den zahlreichen Fällen, in denen ein Einfluss kleiner Druckdifferenzen auf das Resultat der Operationen vermuthet werden kann, sollen hier einige der wichtigsten hervorgehoben und dabei zunächst in Bezug auf die veränderlichen Druckkräfte der veränderliche Luftdruck und der Druck von Flüssigkeiten, in denen manche unserer Messungen und Wägungen vorgenommen werden, ins Auge gefasst werden.

Als Einheit des Druckes wird in dem Folgenden stets der Druck einer 1^{mm} hohen Flüssigkeitssäule angenommen werden, deren Dichte 13,59593 ist und die unter 45^{0} Breite im Meeresniveau sich befindet[1]).

1) Travaux et Mémoires du Bureau international des poids et mesures Tome I. (Weiter unten stets mit „T. et M." bezeichnet.) Paris 1881. Dr. O. J. Broch, Points fixes des thermomètres p. A. 43 et suiv.

Der so gemessene Druck wird mit B bezeichnet und absoluter Druck genannt, ferner für den Druck $B = 760$ die Bezeichnung Normaldruck eingeführt werden.

1.

Einfluss kleiner Druckänderungen auf die Länge und Ausdehnung von Normal-Maassstäben.

Sei C_τ der cubische Compressionscoëfficient der Substanz, aus welcher der Stab gefertigt ist, bei τ^0 C., $l_{\tau,B}$ die Länge des Stabes bei der Temperatur τ und dem Drucke B, L seine Länge bei 0^0 C. und $B = 760$, $L\varphi(\tau)$ seine Ausdehnung von 0^0 C bis τ^0 C. unter dem Normaldrucke. Man hat dann allgemein

$$l_{\tau,B} = l_{0,B} + L\varphi(\tau),$$

ferner

$$l_{0,B} = L - L\frac{C_\tau}{3}(B - 760),$$

somit, wenn

$$\frac{C_\tau}{3} = \gamma_\tau \tag{1}$$

gesetzt wird:

$$l_{\tau,B} = L - L\gamma_\tau(B - 760) + L\varphi(\tau). \tag{2}$$

Aus der Theorie der Elasticität folgt für C der Werth

$$C = \frac{3}{2\frac{K}{k} + 1} \cdot \frac{1}{E}, \tag{3}$$

wenn mit E der lineare Compressionscoëfficient und mit K und k die beiden Elasticitätsconstanten bezeichnet werden. Setzt man bei τ^0 C. $\frac{K}{k} = \alpha_\tau$ und $\frac{1}{E} = i_\tau$, so käme damit

$$\gamma_\tau = \frac{i_\tau}{2\alpha_\tau + 1}.$$

Ueber den Verlauf von α_τ als Function von τ ist bis jetzt so viel wie gar nichts bekannt, im Allgemeinen scheint α_τ nahe gleich der Einheit zu bleiben. Es soll daher in der folgenden numerischen Berechnung in Ermangelung eines Besseren

$$\gamma_\tau = \frac{1}{3} i_\tau \tag{4}$$

gesetzt werden.

Um beurtheilen zu können, ob das Glied $L\gamma_\tau(B - 760)$ in praktisch vorkommenden Fällen einen messbaren Betrag erreichen

kann, wollen wir dessen Werth für einen Glasmeter berechnen, somit $L = 1000^{mm}$ setzen und $B - 760 = -240$[1]), ferner

$$\gamma_\tau = 0{,}000\,000\,000\,75 + 0{,}000\,000\,000\,06 \frac{\tau}{100}$$

annehmen. Mit diesen Elementen erhält man:

$$\text{für } \tau = \quad 0^0 \text{ C.} \quad -L\gamma_\tau(B - 760) = +0{,}000\,18^{mm}$$
$$\tau = 40 \quad -L\gamma_\tau(B - 760) = +0{,}000\,19$$

So klein diese Beträge auch sein mögen, so übersteigen sie doch die Grenzen der Genauigkeit, mit welcher heutzutage Normal-Maassstäbe ersten Ranges etalonnirt werden können. Bei diesen Arbeiten, bei denen noch sehr kleine Bruchtheile eines Mikrons[2]) wenigstens ziffermässig berücksichtigt werden, sollte daher den Druckbedingungen durch eine Reduction auf den Normaldruck Rechnung getragen werden. Zu diesem Ende wäre es allerdings nothwendig, der Unsicherheit der Relation 4 halber[3]), die Grösse γ_τ experimentell zu bestimmen.

Schreibt man in der Gl. 2 $\gamma_0 + \psi(\tau)$ an die Stelle von γ_τ, so geht dieselbe über in

$$l_{\tau,B} = L - L\gamma_0(B - 760) + L[\varphi(\tau) - \psi(\tau)(B - 760)].$$

In dieser Gleichung stellt das Glied

$$L[\varphi(\tau) - \psi(\tau)(B - 760)]$$

die scheinbare Ausdehnung des Stabes von 0^0 C. bis τ^0 C. dar. Dieselbe ist von der wahren Ausdehnung $L\varphi(\tau)$ etwas verschieden und vom Drucke abhängig; der Unterschied ist jedoch gegenwärtig noch ohne jede Bedeutung. Würde man in der That den Ausdehnungscoëfficienten eines Glasmeters im leeren Raume bestimmen und diese Bestimmung ohne weiteres auf den Druck von 760^{mm} anwenden, so würde man, dem obigen Werthe von γ_τ gemäss, die Ausdehnung des Stabes von $0 - 40^0$ C. um $0{,}000\,018^{mm}$ unrichtig erhalten, also nur um eine bei Metervergleichungen nur in äusserst günstigen Fällen noch feststellbare Grösse.

1) Es entspricht dies etwa dem Falle eines bei 760^{mm} etalonnirten Meters, der auf der Hochebene von Quito zum Messen verwendet wird.

2) 1 Mikron $= 0{,}001^{mm}$.

3) Nach der Ansicht von Colladon und Sturm wäre $\gamma_\tau = i_\tau$, nach Poisson $\gamma_\tau = \frac{i_\tau}{2}$; bei Zugrundelegung der ersteren Annahme würden die oben gesuchten Veränderungen sich dreimal grösser ergeben als die im Texte gefundenen.

2.

Einfluss kleiner Druckdifferenzen auf die Resultate von Gewichtsvergleichungen.

Der Einfluss kleiner Druckänderungen auf das Resultat in Luft ausgeführter Wägungen, die übrigens streng auf den leeren Raum reducirt vorausgesetzt werden, ist verschwindend klein. Sein Betrag ist in der That durch den Ausdruck gegeben

$$\varDelta = V_\tau\, p_\tau\, C_\tau\, \frac{(B-760)\,B}{760},$$

wenn mit V_τ das in die Rechnung eingeführte Volumen[1]) des Körpers bei τ^0 C. und 760^{mm} Druck, mit p_τ das Gewicht eines Milliliters Luft bei τ^0 C. und 760^{mm} und mit C_τ der cubische Compressionscoëfficient bezeichnet wird. Für ein Glaskilogramm mit $V_\tau = 400^{ml}$, $C_\tau = 0{,}000000002\,25$ erhält man mit $p_\tau = 1{,}2^{mgr}$ und $B = 380$ den Maximalbetrag von $\varDelta$

$$\varDelta = 0{,}0002^{mgr}.$$

Nach unseren Erfahrungen fällt es selbst unter den günstigsten Umständen sehr schwer, bei der Etalonnirung eines Kilogrammes die Genauigkeit weiter als auf $\pm\, 0{,}005^{mgr}$ zu treiben[2]). Der obige Betrag kann daher vernachlässigt werden, d. h. es kann bei der Reduction auf den leeren Raum einfach das für den Normaldruck gefundene Volumen der Rechnung zu Grunde gelegt werden.

Der Einfluss einer Aenderung des Druckes, unter welchem Gewichtsvergleichungen vorgenommen werden, macht sich übrigens in den auf den leeren Raum reducirten Werthen aus zwei anderen Gründen dennoch bemerkbar. Die Ursache dieser Differenzen ist einerseits in der ungenauen Kenntnis der angewendeten Reductionselemente, andererseits in den Aenderungen, welche die auf den Gewichten condensirten Luft- und Wasserquantitäten erleiden, zu suchen. Der Verfasser hofft diesbezügliche Beobachtungen an anderer Stelle veröffentlichen und discutiren zu können.

3.

Einfluss kleiner Druckdifferenzen auf die Resultate hydrostatischer Wägungen.

Viel bedeutender als in den oben behandelten Fällen ist der Einfluss kleiner Druckdifferenzen auf die Resultate der Abwägungen

1) Alle Volumsangaben sind in Millilitern verstanden. Siehe diesbezüglich weiter unten.

2) T. et M. T. I p. D. 79 et suiv.

fester oder flüssiger Körper in Flüssigkeiten. Von diesen haben die Abwägungen im Wasser eine besondere Wichtigkeit und sollen daher eingehender behandelt werden.

Jede Abwägung eines Körpers im Wasser ergibt in Verbindung mit seiner Abwägung in Luft einen Werth für sein Volumen. Dieses Volumen soll in Millilitern[1]) ausgedrückt und stets auf den Normaldruck bezogen werden. In analoger Weise wollen wir die Definition des Milliliters auf Wasser unter dem Normaldrucke und alle Dichtenangaben auf die Dichte des unter dem Normaldrucke stehenden Wassers im Maximum seiner Dichte beziehen.

Nehmen wir nun der Einfachheit halber an, dass die Luft- und Wasserwägung bei constant gehaltenem Wasserniveau simultan gemacht worden seien und dass man bei einer Temperatur von τ^0 C. den Gewichtsverlust gleich Q[2]) befunden habe, während das Gewicht eines Milliliters Luft p und das Volumen der angewendeten Gewichte v_τ gewesen sei. Man erhält aus diesen Daten, ohne Rücksicht auf die Compressionen, für das Volumen des Körpers bei 0° C. den Werth

$$V_0' = \frac{Q - p v_\tau}{(D_\tau - p)[1 + \varphi(\tau)]}, \tag{1}$$

wenn mit D_τ die Dichte des Wassers bei τ^0 C., bezogen auf die Dichte des Wassers im Maximum seiner Dichte, mit $\varphi(\tau)$ die Ausdehnung des Körpers von 0 auf τ^0 C. bezeichnet wird. Diese Gleichung wäre fast vollkommen strenge[3]), wenn das Wasser und der Körper unter dem Normaldrucke gestanden wären. Im Allgemeinen wird dies nicht der Fall gewesen sein und das richtige Volumen V_0 wird sich von dem berechneten V_0' um eine kleine Grösse unterscheiden.

---

1) Auf den Antrag des Herrn Dr. O. J. Broch hat das Comité international des poids et mesures in seiner Sitzung vom 2. October 1880 folgenden Beschluss gefasst: „Le comité international des Poids et Mesures adopte pour ses publications et pour son usage officiel le mot *litre* pour exprimer le volume d'un kilogramme d'eau pure au maximum de densité. La millième partie du litre, c'est-à-dire le volume d'un gramme d'eau pure au maximum de densité, sera désignée par le mot *millilitre* et par le signe abréviatif *ml.* La millième partie du millilitre, savoir le volume d'un milligramme d'eau pure au maximum de densité, sera désignée par le mot *microlitre* et aura pour signe abréviatif la lettre λ." Procès-Verbaux des Séances du Comité international des poids et mesures 1880 p. 29—30. 55—56.

2) Die Gewichte sind in Grammen ausgedrückt. 1 Gramm = 0,001 des Kilogrammes der Archive zu Paris.

3) T. et M. T. I p. D. 46.

Sei C_τ der cubische Compressionscoëfficient des Körpers, μ_t jener des Wassers bei τ^0 C., B der reducirte Barometerdruck und h die Distanz des Schwerpunktes der Figur des eingetauchten Körpers von der Wasseroberfläche (in Millimetern). Die gesuchte Verbesserung ist dann mit hinreichender Annäherung gegeben durch die Gleichung

$$V_0 - V_0' = V_0' \left(C_\tau - \mu_\tau\right)\left(B + \frac{h D_\tau}{13{,}596} - 760\right). \qquad (2$$

Diese Correction kann sehr merklich werden. In dem Falle eines Glaskilogrammes erhält man beispielsweise bei 4° C. mit $V = 400^{ml}$, $C_\tau = 0{,}000\,000\,002\,25$, $\mu_t = 0{,}000\,000\,065\,32$ bei $B = 520$, $h = 100^{mm}$

$$V_0 - V_0' = +0{,}00555^{ml},$$

eine Grösse, welche den wahrscheinlichen Fehler einer unter den obigen Umständen gemachten sorgfältigen Volumsbestimmung um ein Vielfaches übersteigt.

Die Gl. 2 bezieht sich auf einen festen Körper ohne Hohlräume[1]). Ist der untersuchte Körper eine Flüssigkeit, so kommt die durch sein eigenes Gewicht bewirkte Compression mit ins Spiel. Ihr Betrag bleibt jedoch in der Regel sehr klein und dürfte nur bei der schärfsten Berechnung vorliegender Beobachtungen zu berücksichtigen sein[2]). Bei Quecksilber ist diese Compression so klein, dass selbst ihr Einfluss auf den absoluten Barometerstand nur etwa $0{,}001^{mm}$ erreicht.

Bestimmt man ausser dem Volumen V_0 auch das absolute Gewicht P des Körpers, so gibt der Quotient $\frac{P}{V_0}$ den richtigen Werth seiner Dichte bei 0° C. und $B = 760^{mm}$. Wägt man andererseits den Körper in einer anderen Flüssigkeit bei τ^0 C., so kann aus dem gefundenen Gewichtsverluste Q' und dem bekannten Werthe von V_0 die Dichte dieser Flüssigkeit bei dieser Temperatur gefunden werden. Zu der Berechnung ist zunächst die nach D_τ aufgelöste Gl. 1 zu verwenden, und man erhält ohne Rücksicht auf die Compressionen

1) Für den Fall eines hohlen Körpers ist an die Stelle von C_τ ein anderer Coëfficient $C_\tau' = \frac{\beta_\tau'}{V_0}$ zu setzen. Mit β_τ' ist hier die Abnahme des Volums des Körpers bezeichnet, welche dasselbe durch eine Zunahme des äusseren Druckes um 1^{mm} erleidet. Diese Grösse ist durch Versuche zu bestimmen.

2) Im Laufe der Winter 18⁷⁹/₈₀ und 18⁸⁰/₈₁ bestimmte der Verfasser im Auftrage des Comité am internationalen Maass- und Gewichtsbureau die Dichte einiger Quecksilbersorten nach drei verschiedenen Methoden. Ohne der amtlichen Publication vorgreifen zu wollen, sei hier nur bemerkt, dass bei diesen Bestimmungen auf alle hier angedeuteten Umstände strenge Rücksicht genommen wurde.

$$D'_\tau = \frac{Q' - p'v'_\tau}{V_0[1+\varphi(\tau)]} + p', \tag{3}$$

worin p' und v'_τ ähnliche Bedeutung wie in 1 haben. Die so gefundene Dichte D'_τ erfordert nun, um auf den Normaldruck reducirt zu werden, die Verbesserung

$$D_\tau - D'_\tau = + D'_\tau (C_\tau - \mu'_\tau)\left(B + \frac{hD'_\tau}{13{,}596} - 760\right). \tag{4}$$

In dieser Gleichung ist mit μ'_τ der Compressionscoëfficient der untersuchten Flüssigkeit bezeichnet. Die Correction $D_\tau - D'_\tau$ ist im Allgemeinen von demselben Range wie jene durch die Gl. 2 ausgedrückte und in der Regel sehr merklich.

In Folge der erheblichen Veränderlichkeit des Compressionscoëfficienten der Flüssigkeiten mit der Temperatur ist auch deren scheinbare Ausdehnung bei verschiedenen Drucken merklich verschieden. Setzt man für Aether beispielsweise die Ausdehnung bei 760^{mm} mit $0{,}0004802 6\tau$ an, so wird sie, da μ'_τ beiläufig $0{,}000000186 84 + 0{,}000000001 31\tau$[1]), bei $B = 520$: $0{,}00148058\tau$.
Der Unterschied beträgt für 1000^{ml} und $\tau = 30$: $0{,}0096^{ml}$ und ist somit vom Range der unter diesen Umständen noch messbaren Grössen.

4.

Einfluss kleiner Druckunterschiede auf die Capacität von Hohlräumen.

In sehr auffälliger Weise macht sich der Einfluss kleiner Druckdifferenzen bemerklich bei Herleitung der Resultate aus Beobachtungen, bei denen auf die Unveränderlichkeit der Capacität von Hohlräumen der angewandten Instrumente gebaut wird[2]). Dieser Einfluss ist auch von den Physikern in vielen Fällen berücksichtigt worden und wurde sogar für Einige der Gegenstand eingehendster Untersuchungen. Doch glauben wir, dass den kleinen Druckdifferenzen immer noch nicht die nothwendige Aufmerksamkeit geschenkt wird und dass es nicht überflüssig erscheint, auf deren Einfluss hinzuweisen.

---

1) Ch. Descamps, Etude sur la compressibilité des liquides. Thèse. Paris 1870.

2) Von den thermischen und mechanischen Nachwirkungen wird hier ganz abgesehen. Vergleiche diesbezüglich die Arbeiten des Herrn Dr. Pernet: dieses Repertorium Bd. 11; Bericht über die Frage 16 des Programms für den Meteorologencongress in Rom 1879; C. R. XCL, 471; T. et. M. p. B. 3 et suiv.; P. Volkmann, Bestimmung der Dichte des Quecksilbers: Wied. Ann. 1881 Bd. 13 S. 209.

Unter den Instrumenten, welche hier ins Auge gefasst werden sollen, ist das Quecksilberthermometer jenes, welches unsere volle Beachtung verdient, da es in der allergrössten Zahl von Messungen und Wägungen eine hervorragende Rolle spielt. Die Veränderungen, welche die Angaben dieses Instrumentes in Folge von Druckänderungen erleiden und welche in indirecter Weise die Resultate der allermeisten Messungen und Wägungen in empfindlicher Weise beeinflussen, sind seit langem bekannt[1]), aber erst in neuerer Zeit[2]) in seltenen Fällen gehörig berücksichtigt worden[3]). Wir wollen hier auf diesen Gegenstand nicht weiter eingehen, den Leser auf die unten citirten Quellen verweisend, und wollen uns nur noch mit einem anderen, dem vorigen nahe verwandten Instrumente beschäftigen.

Wir meinen damit das Pyknometer, welches zur Bestimmung der Dichte und Ausdehnung von Flüssigkeiten eine wichtige Anwendung findet und dessen Angaben durch Druckänderungen in hervorragender Weise afficirt werden.

Das Pyknometer bestehe aus einem Gefässe, welches in ein getheiltes Capillarrohr ausläuft; die gemachten Lesungen seien für Kaliber und Capillarität corrigirt. Sei alsdann V_0 das Volumen des Pyknometers bis zur Capillare, v_0 das Volumen eines Scalentheils bei 0^0 C. und unter einem äusseren und inneren Drucke von 760^{mm}; n_0 der dem Volumen V_0 entsprechende Anfangstheilstrich, l die Länge eines Scalentheils in Millimetern. Füllen wir nun das Pyknometer bei der Temperatur τ^0 C. mit einer Flüssigkeit von der Dichte D_t bis zum Striche n unter einem äusseren Drucke B_e und dem inneren Drucke B_i (in der Regel einzig der Barometerdruck), und bestimmen wir nun das Volumen der eingeschlossenen Flüssigkeit, das sie einnehmen würde, wenn sie in ihrer ganzen Masse unter dem Normaldrucke stehen würde.

1) A. v. Oettingen, Ueber die Correction der Thermometer (Dorpat 1865) S. 57 u. f.; Mills, Researches in Thermometry: Edinb. Transact. 1880 T. XX P. 2; Philos. Mag. 1878 No. 34.

2) Siehe diesbezüglich T. et M. T. I. Dr. Pernet, Sur les moyens d'éliminer l'influence de la variation des points fixes des thermomètres à mercure p. B. 8 et suiv.

3) Der Verfasser glaubt der erste gewesen zu sein, der (seit 1876) bei allen seinen Beobachtungen diesem Umstande systematisch in der T. et M. T. I p. D. 4 angegebenen Art und Weise Rechnung getragen hat.

Durch das Füllen bis n_0 erleidet das Gefäss eine Deformation, welche der Dichte der Flüssigkeit proportional gesetzt werden kann

$$\Delta_1 V = + a D_\tau;$$

der Druck der Flüssigkeitssäule von n_0 bis n fügt eine zweite Dilatation hinzu, die wir unter die Form bringen wollen

$$\Delta_2 V = + \beta_i \frac{(n - n_0) l D_\tau}{13{,}596}.$$

β_i bedeutet dann die, einer Zunahme des inneren Druckes um 1^{mm} entsprechende, Zunahme der Capacität des Instrumentes. Der Druck B' bewirkt eine Dilatation

$$\Delta_3 V = + (B_i - 760) \beta_i$$

und der äussere Druck B_e eine Aenderung des Volumens

$$\Delta_4 V = - (B_e - 760) \beta_e,$$

wenn mit β_e die Abnahme des inneren Volumens bezeichnet wird, welche einer Zunahme des äusseren Druckes um 1^{mm} entspricht. Das Volumen der eingeschlossenen Flüssigkeit bei τ^0 C. ist somit, die Ausdehnung des Pyknometers von 0 auf τ^0 C. gleich $\varphi(\tau)$ gesetzt:

$$V' = [V_0 + (n - n_0) v_0][1 + \varphi(\tau)] + a D_\tau + \beta_i \left(\frac{(n - n_0) l D_\tau}{13{,}596} + B_i - 760 \right) - \\ - \beta_e (B_e - 760). \qquad (1$$

Die Flüssigkeit war comprimirt und würde unter 760^{mm} Druck das Volumen einnehmen:

$$V'' = V' \left[1 + \mu_\tau \left(B_i + \frac{[(n - n_0) l + d] D_\tau}{13{,}596} - 760 \right) \right]. \qquad (2$$

In dieser Gleichung ist mit d der Abstand des Schwerpunktes der geometrischen Figur des Hohlraumes vom Striche n_0, mit μ_τ die Compressibilität der Flüssigkeit bezeichnet. Durch Substitution des Werthes von V' aus 1 in 2 erhält man:

$$V'' = [V_0 + (n - n_0) v_0][1 + \varphi(\tau)] + a D_\tau + (\beta_i + V_0 \mu_\tau) \left(\frac{(n - n_0) l D_\tau}{13{,}596} + B_i - 760 \right) + \\ + V_0 \mu_\tau \frac{d D_\tau}{13{,}596} - \beta_e (B_e - 760). \qquad (3$$

Hat man ausserdem durch Wägungen das absolute Gewicht P der eingeschlossenen Flüssigkeit bestimmt, so liefert diese Bestimmung eine zweite Gleichung

$$P = D_\tau V''. \qquad (4$$

Ist die gewogene Flüssigkeit Wasser und dessen Dichte D_t als bekannt vorausgesetzt, so gibt die Gl. 4 zunächst V'' und die Gl. 3 alsdann V_0. Wird in einem anderen Versuche eine andere Flüssigkeit gewogen, so liefert umgekehrt die Gl. 3 zunächst V'' und die Gl. 4 führt zur Kenntnis der gesuchten Dichte D_t. Sowohl V_0 als auch D_t werden auf diese Weise richtig d. h. auf die Bedingungen des Normaldruckes reducirt erhalten.

Der Coëfficient β_i kann leicht in ähnlicher Weise bestimmt werden, wie der Coëfficient β_e für Thermometer[1]), indem man auf das mit einer Flüssigkeit gefüllte Instrument von innen wechselnde Drucke ausübt. Man erhält dabei sofort den Coëfficienten $\beta_i + V_0 \mu_t$ und gelangt, wenn der Versuch mit mehreren Flüssigkeiten gemacht wird, zu guten Werthen von β_i. In ähnlicher Weise, nur praktisch etwas schwieriger kann β_e experimentell erhalten, bei einfachen Formen des Instrumentes auch aus β_i durch Rechnung gefunden werden. Hält man übrigens B_e recht constant, so kann in der Regel ohne merklichen Fehler $\beta_e = \beta_i$ gesetzt werden. Es erscheint uns nicht vortheilhaft, den Einfluss des Druckes dadurch compensiren zu wollen, dass man das Instrument bis zu dem Theilstrich, bei welchem die Flüssigkeit steht, in dieselbe Flüssigkeit eintaucht, wie dies nach dem Vorgange St. Claire-Deville's[2]) auch von anderen Beobachtern[3]) befolgt wurde. Diese Compensation, die übrigens den mit μ_t multiplicirten Gliedern gar keine Rechnung trägt, ist nicht strenge genug, weil die Coëfficienten β_i und β_e sich merklich unterscheiden können, besonders bei starkwandigen Instrumenten, welche für genaue Untersuchung die einzig brauchbaren sind. Der Fehler wächst mit der Dichte und Höhe der Flüssigkeitssäule. Erheblichere Schwierigkeiten bietet die Bestimmung der Constante a. Einen Näherungswerth für dieselbe bietet die Grösse $\frac{d\beta_i}{13,596}$, welcher bei sehr gleichförmiger Wandung des Instrumentes sich bewährt, im Allgemeinen jedoch durch Versuche zu controliren ist, auf deren Anordnung und Discussion wir hier nicht weiter eingehen können. Soll das Pyknometer bei verschiedenen Temperaturen benutzt werden, so müssen auch die Con-

1) T. et M. p. D. 6.

2) St. Claire-Deville et E. Mascart, Sur la construction de la règle géodésique internationale. Paris 1879.

3) So auch von P. Volkmann in seiner sehr interessanten Arbeit über die Dichte des Quecksilbers: Wied. Ann. 1881 Bd. 13 S. 209.

stanten a und β_i bei diesen Temperaturen bestimmt werden, da sie ein wenig von der letzteren abhängig sind.

Der numerische Betrag der oben angeführten Correctionen kann selbst bei dickwandigen Pyknometern sehr bedeutend werden und bei $V_0 = 100^{ml}$ β_i auf $0{,}00001^{ml}$ ansteigen. Die letztere Ziffer zeigt auch an, dass die Bestimmungen der Ausdehnung von Flüssigkeiten, die mit Hilfe des Pyknometers gemacht werden, von den in Rede stehenden Umständen erheblich beeinflusst sein können. Die Gl. 3 bildet den Ausgangspunkt in der Theorie derartiger Bestimmungen.

Es braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden, dass noch in einer grossen Zahl von Fällen kleine Druckunterschiede einen deutlichen Einfluss auf die Endresultate der Beobachtungen auszuüben vermögen (Angaben der Luftthermometer, feiner Areometer u. s. w.). Es würde jedoch den Rahmen dieser Mittheilung weit überschreiten, wenn wir sie auch nur oberflächlich berühren oder die oben besprochenen Fälle einer eingehenden Discussion unterziehen wollten.

Eisversuche.

Von

A. Weinhold.

(Aus der im Druck befindlichen 3. [Schluss-] Lieferung der „Physikalischen Demonstrationen“ [Leipzig, Quandt & Händel] des Verfassers.)

Ohne Kältegemisch und ohne Luftpumpe kann man Wasser durch eigene Verdunstung zum Gefrieren bringen mittels des Apparates Fig. 1, der wegen seiner Aehnlichkeit mit dem Wollaston'schen Apparate wohl als Schwefelsäurekryophor bezeichnet werden kann. Man befestigt denselben zunächst in einem Halter so, dass der langgestreckte Theil desselben horizontal liegt und die beiden Kugeln unten sind, schiebt das zugehörige Trichterrohr so weit hinein, dass das abwärts gekrümmte Ende desselben bis in die Biegung des Rohres kommt, und füllt durch den Trichter so viel Wasser ein, dass die an dem heberförmigen Rohre sitzende Kugel etwas über halb gefüllt wird und das Wasser den der Kugel zunächst befindlichen Theil des Rohres noch mit ausfüllt — zuletzt muss man das Wasser langsam zugiessen, damit es nicht ganz bis zur Mitte der Rohrbiegung aufsteigt. Nun zieht man die Trichterröhre aus dem Apparate, lässt das in derselben hangende Wasser möglichst auslaufen, schiebt sie wieder so weit in den Apparat, dass ihr abwärts gebogenes Ende sich über der an dem weiten, cylindrischen Theile des Apparates sitzenden Kugel befindet, und giesst so viel englische Schwefelsäure zu, dass

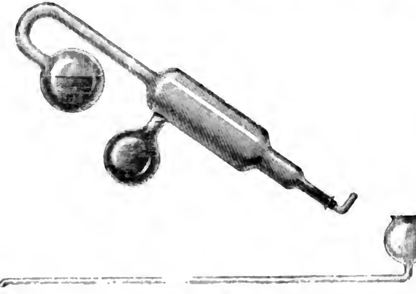


Fig. 1. (1/6 nat. Gr.)

diese Kugel und das kurze Rohr derselben ganz gefüllt wird; das Rohr muss so, wie die Figur zeigt, durch eine allmähliche Erweiterung in die Kugel übergehen, damit keine Luftblasen sitzen bleiben. Hierauf befestigt man die Vorrichtung in der in der Figur gezeichneten Lage im Halter und erhitzt das Wasser in der oberen Kugel durch eine Gasflamme, die man anfangs hin und her bewegt und der man, sobald das Wasser siedet, eine feste Stellung so gibt, dass ihre Spitze eben die Kugel berührt; dadurch verhindert man ein stossweises Sieden, das ohne diese Vorsicht (zumal beim zweiten Auskochen) leicht eintritt. Unter die schräg abwärts gerichtete Mündung des Apparates stellt man ein Gefäss zum Auffangen der etwa überschüssig eingefüllten Schwefelsäure und des sich bildenden Condensationswassers. Im obersten Theile des kurzen Rohres an der Schwefelsäurekugel bildet sich rasch eine Schicht heisser, verdünnter Schwefelsäure, die auf der concentrirten Säure schwimmend diese vor weiterer Einwirkung des Wasserdampfes schützt. Sobald die vom Dampf bespülte Wandung des Apparates genügend erwärmt ist, tritt aus der Mündung ein lebhafter, continuirlicher Dampfstrahl aus. Wenn etwa ein Drittel des Wassers in der Kugel verdampft ist, schiebt man ein etwa 3^{cm} langes Stückchen guten, schwarzen Kautschukschlauches in die schwach conisch erweiterte Mündung des Apparates; wenn man den Schlauch von aussen mit den Fingern umfasst und ihn rasch in die Mündung einführt, läuft man durchaus keine Gefahr, sich an dem Dampfstrahle zu verbrennen, weil dieser sofort seinen Weg durch den Schlauch nimmt; der Schlauch muss so dick sein, dass er sich nur zur Hälfte oder höchstens zu zwei Dritteln in den Apparat schieben lässt. Nun schiebt man den aus einer schlank conisch verjüngten, rechtwinklig gebogenen, beiderseits zugeschmolzenen Glasröhre bestehenden Stöpsel in den Schlauch ein; man fasst ihn zunächst, damit man mit den Fingern nicht in den heissen Dampfstrahl kommt, am äussersten dicken Ende des umgebogenen Theils, drückt ihn so weit fest, dass der Austritt des Dampfes gehemmt wird, entfernt sofort die Flamme unter der Wasserkugel, um ein Zerspringen des Apparates durch übermässige Zunahme des Dampfdrucks zu vermeiden, und presst dann den Stöpsel so fest als möglich in den Kautschukschlauch ein. Hierauf lässt man den Apparat erkalten; damit nicht zu viel von dem Wasser in der Kugel verdampft in Folge der Condensation des Dampfes an der Wandung des Apparates, bringt man von unten an die Wasserkugel eine Schale

mit so viel frischem Wasser, dass dieses mit dem Wasser in der Kugel in gleiches Niveau kommt; um das Erkalten zu beschleunigen, kann man das Kühlwasser ein- oder zweimal erneuern. Den abgekühlten Apparat nimmt man aus dem Halter und dreht ihn um eine horizontale, auf der Ebene der Fig. 1 rechtwinklige Achse um 120° nach rechts, so dass die Schwefelsäure aus der Kugel in den Cylinder fliesst, und dann wieder um ca. 150° nach links, so dass die Schwefelsäure in die Kugel zurückläuft. Anfangs entsteht in Folge der Absorption des Wasserdampfes an der Oberfläche der bewegten Säure eine lebhafte Dampfbildung (meist ohne Blasenwerfen) in der Wasserkugel. Bei wiederholtem Hin- und Herfliessen aus der Kugel in den Cylinder und zurück erwärmt sich die Säure durch Wasserdampfabsorption so stark, dass unter Mitwirkung des geringen im Apparate herrschenden Drucks der grösste Theil der in der Schwefelsäure gelöst gewesenen Luft sich in Blasen entwickelt. Nach 10—12 maligem Hin- und Zurückfliessen der Säure gibt man dem Apparate im Halter wieder dieselbe horizontale Stellung wie anfangs bei der Füllung und entfernt den Stöpsel durch vorsichtig langsames Herausziehen, damit nicht Schwefelsäuretropfen aus dem Halse durch die heftig einströmende Luft in die Wasserkugel geschleudert werden — schwefelsäurehaltiges Wasser verdampft und gefriert zu schwer. Den geöffneten Apparat bringt man wieder in die in der Figur gezeichnete Stellung und erhitzt das Wasser in der Kugel zum lebhaften Sieden wie vorher. Sobald etwa das zweite Drittel der ursprünglich vorhandenen Wassermenge verdampft ist, wird der Apparat ganz so wie das erste Mal verschlossen und abgekühlt. Den so vorgerichteten Apparat (er kann bei Anwendung eines guten Kautschukschlauches ohne Schaden einen ganzen Tag stehen) braucht man nur einigemal so hin und her zu drehen, dass die Schwefelsäure aus der Kugel in den Cylinder und zurück läuft, um Eis zu bekommen. Oft bildet sich schon bei der dritten Bewegung Eis und zwar gewöhnlich zuerst aussen an der Wasserkugel durch Verdichtung von Dampf aus der umgebenden Luft. In der Kugel tritt gewöhnlich ein erheblicher Erstarrungsverzug ein; erst nach öfter wiederholter Hin- und Herbewegung verwandelt sich dann das Wasser in einen gewöhnlich ziemlich starren Eisbrei. Setzt man jetzt die Bewegung des Apparates fort, so hört man an dem lebhaften Knistern und Knacken, dass die Eisbildung weiter fortschreitet; lässt man aber, nachdem man die Säure in die Kugel

zurückgebracht hat, den Apparat in der gezeichneten Stellung so lange stehen, bis das Eis in der Kugel bis auf einen kleinen, zur Verhinderung des Erstarrungsverzuges genügenden Rest geschmolzen ist, so genügt dann eine einzige Bewegung, um sofort eine neue Eisbildung hervorzurufen, und der Versuch lässt sich dann in derselben Weise noch oft wiederholen.

Beim Ausspülen des Apparates achte man darauf, dass Schwefelsäure, welche etwa in die Wasserkugel gelangt sein könnte, gut herausgespült wird; das mit der Trichterröhre in diese Kugel gefüllte Wasser entfernt man aus dieser, indem man den Apparat aus der Stellung, welche die Figur zeigt, um den geraden Längstheil des Apparates als Achse um 180° dreht und ihn in dieser Stellung lebhaft in seiner Längsrichtung hin und her schüttelt; das Wasser wird dabei rasch durch die Biegung des heberförmigen Rohres geschleudert.

Bekanntlich lässt sich Eis in einem sehr luftleeren Raume auch durch lebhafte Wärmezufuhr nicht zum Schmelzen bringen, wenn der gebildete Dampf immer durch Condensation beseitigt, die Spannkraft desselben immer erheblich kleiner als der kritische Druck gehalten wird; die bei der Verdampfung des Eises stattfindende Wärmebindung erhält das Eis immer unter 0°, so dass es stets vollkommen trocken (nicht glänzend, wie feuchtes Eis, sondern mit matter Oberfläche) erscheint, während es ziemlich langsam an Volumen abnimmt. Der Versuch — von Carnelley fälschlich als Erwärmung des Eises ohne Schmelzung gedeutet — lässt sich sehr leicht ausführen mit der kryophorartigen Vorrichtung Fig. 2. Das durch sehr sorgfältiges Auskochen luftleer gemachte Glasgefäss enthält so viel Quecksilber, dass dieses bei verkehrter Stellung des Apparates das kleine Ansatzgefäss, das enge Verbindungsrohr und einen ganz kleinen Theil des weiteren Gefässes ausfüllt, und so viel Wasser, dass dasselbe bei verkehrter Stellung des Apparates auf dem Quecksilber schwimmend den conischen Theil des weiteren Gefässes ziemlich ausfüllt; ein starker Platindraht, welcher durch das enge Rohr geht, ist im grossen Gefässe zu einem grösseren horizontalen, im Ansatzgefässe zu einem kleinen verticalen

Fig. 2. (1/3 nat. Gr.)

Ringe gebogen. Letzterer verhindert das Herunterfallen des Drahtes bei aufrechter Stellung des Apparates; die Länge des Ansatzgefässes gestattet dem Drahte eine Verschiebung in seiner Längsrichtung um ohngefähr 2^{cm}. Nachdem man den Apparat umgekehrt und erforderlichenfalls durch schwaches Schütteln dafür gesorgt hat, dass das Quecksilber das Ansatzgefäss und das Verbindungsrohr ausfüllt, taucht man ihn so tief in ein gut durchgerührtes Eiskochsalzgemisch, dass dieses aussen so hoch steht wie das Wasser des Apparates, befestigt ihn so in einem Halter und lässt ihn unter zeitweiligem Umrühren des Kältegemisches 1—2 Stunden darin, so dass alles Wasser im Apparate von aussen und unten her nach innen und oben zu gefriert.

Den so vorbereiteten Apparat erwärmt man mit der Hand oder durch Wasser von Zimmertemperatur so weit, dass der gebildete conische Eisblock rundum vom Glase abschmilzt, und richtet ihn auf, so dass das am Platindraht hangende Eisstück frei schwebt. In dieser Stellung taucht man den Apparat, nachdem man seine obere Hälfte durch Abwischen mit einem Tuche gereinigt hat, mit der unteren Hälfte in ein geräumiges Gefäss mit gut durchgerührtem Kältegemisch und befestigt ihn in einem Halter. Fast im Moment des Eintauchens in das Kältegemisch erscheint der vorher feuchtglänzende Eisblock matt und trocken, auch das an der Innenwandung der oberen Theile des Apparates adhärirende Wasser gefriert rasch, verschwindet aber bald durch Verdampfung in Folge der Wärmezufuhr von aussen; durch Betupfen mit einem in warmes Wasser getauchten Schwamme kann man die Verdampfung dieser Eisschicht beschleunigen. Sobald die Innenwandung des Apparates eisfrei ist, trocknet man den Obertheil von aussen ab und erwärmt ihn, indem man die Flamme eines in der Hand gehaltenen Bunsen-Brenners nach und nach von allen Seiten her an ihn antreffen lässt. Sorgt man dabei durch zeitweiliges Umrühren dafür, dass das Kältegemisch immer in wirksamem Zustande bleibt, so zeigt der Eisblock nicht die mindeste Spur von Schmelzung, man mag die Erwärmung der Glaswand so weit treiben, wie es das Glas irgend verträgt. Man kann leicht das Glas so heiss machen, dass man es nicht dauernd berühren kann, ohne sich zu verbrennen und dass bei dem Betupfen mit dem schwach befeuchteten Finger ein deutliches Zischen hörbar wird, doch ist letzteres Mittel, die Wärme des Glases nachzuweisen, nicht ganz unbedenklich wegen der Mög-

lichkeit, dass das Glas zerspringt. Empfehlenswerther ist es, einen 10—15cm langen, 2cm breiten, auf einer Seite mit Jodkupferquecksilber[1]) überzogenen Streifen Schreibpapier an beiden Enden mit den Händen zu fassen, mit der unbestrichenen Seite gegen das Glas zu drücken und so durch die rasch eintretende Bräunung des rothen Jodids die Wärme nachzuweisen. Hebt man den Apparat aus

1) Hess' Farbenthermoskop, $2CuJ, HgJ_2$. Man erhält dieses Präparat am bequemsten auf folgende Weise. Eine Lösung von 4,5g Quecksilberchlorid in ca. 100ccm Wasser wird mit einer Lösung von 5,5g Jodkalium in ca. 20ccm Wasser versetzt, der entstehende rothe Niederschlag von Quecksilberjodid auf ein Filter gebracht und etwas ausgewaschen. Ferner wird eine Lösung von 8,5g krystallisirtem Kupfervitriol in ca. 100ccm Wasser mit einer Lösung von 5,5g Jodkalium in ca. 20ccm Wasser versetzt. Es entsteht ein schmutzig grünlichbrauner Niederschlag, während die über demselben stehende Flüssigkeit dunkelbraun erscheint durch gelöstes Jod; man fälle in der Kälte, weil beim Erwärmen Jod verloren gehen würde. Unter Umrühren leitet man in die Flüssigkeit Schwefligsäuregas, das man durch Erwärmen von ca. 2g Kupferdraht mit 10ccm englischer Schwefelsäure entwickelt. Unter dem Einflusse des Schwefligsäuregases wird die anfangs dunkle Masse bald heller; wenn der die Flüssigkeit trübende Niederschlag fast weiss geworden ist und durchaus keinen grünlichen Stich mehr zeigt, so ist die Reaction beendet; die Flüssigkeit erscheint dann nach dem Absetzen des Niederschlags von Kupferjodür farblos oder ganz schwach blaugrün in Folge eines geringen Ueberschusses von Kupfervitriol. Der zweite Niederschlag wird ebenfalls auf einem Filter etwas ausgewaschen; dann stösst man beide Filter durch, spült die Niederschläge mit Wasser in eine Kochflasche und erhitzt unter fortwährendem Umschwenken bis zum Sieden; die beiden Jodmetalle vereinigen sich zu einem in der Hitze dunkelbraunen, nach dem Erkalten schön rothen Pulver, das wieder auf ein Filter gebracht, mit Wasser gehörig ausgewaschen und dann bei mässiger Wärme getrocknet wird. Das schön rothe Präparat wird beim Erwärmen braun, beim Abkühlen wieder roth; bis 60° ändert sich die Farbe nicht merklich, von da an wird sie rasch dunkler und geht bis 70° in vollkommenes Braun über. Beim Wiederabkühlen auf ca. 50° wird die Farbe wieder roth; unmittelbar nach dem Erkalten ist sie noch eine Spur dunkler als anfangs; nach stunden- oder tagelangem Verweilen bei gewöhnlicher Temperatur kehrt die ursprüngliche Farbe vollkommen wieder.

Bei Einhaltung der oben angegebenen Mengenverhältnisse erhält man ein ziemlich reines Präparat; dasselbe lässt sich durch Umkrystallisiren aus warmer, verdünnter Salzsäure reinigen, doch ist für die Verwendung als Anstrich das direct durch Zusammenbringen der beiden Jodmetalle entstehende feinpulverige Präparat geeigneter als das unkrystallisirte, körnige, das sich nur mühsam so fein zerreiben lässt, wie für einen guten Anstrich erforderlich ist.

1 Theil Mastix unter Erwärmen und Umrühren in 1 Theil Terpentinöl gelöst und mit 1 Theil des Jodkupferquecksilbers zusammengerieben gibt eine mit dem Pinsel gut anfzutragende Anstrichmasse für Glas oder Metall; das Papier erhält den Ueberzug einfach durch trockenes Einreiben des feinpulverigen Präparates oder besser durch Aufstreichen der mit etwas Gummilösung angeriebenen Masse mittels eines Pinsels.

dem Kältegemisch und taucht seine untere Hälfte in Wasser von Zimmertemperatur, so dass der Dampfdruck im Apparate die kritische Grösse überschreitet, so wird das Eis glänzend feucht und rasch fällt das durch Schmelzung entstehende Wasser in Tropfen herunter; Wiedereintauchen in das Kältegemisch bewirkt sofort ein neues Gefrieren.

Der grössere Ring des Platindrahtes hat den Zweck, den Eisblock einigermassen zusammenzuhalten; wenn der Block nicht ganz massiv ausgefroren ist, wird er durch das während der Erwärmung des Glases fortdauernde Weitergefrieren zersprengt — ohne den Ring könnten losgesprengte Stücke das heisse Glas treffen und dieses zerspringen machen.

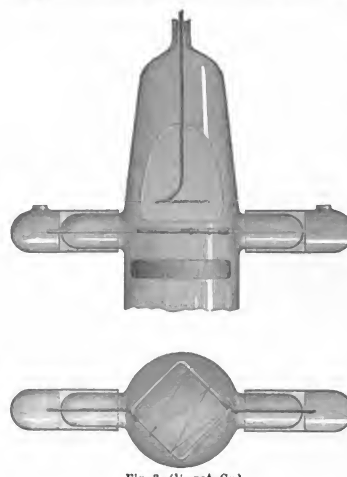


Fig. 3. (½ nat. Gr.)

Womöglich noch auffallender ist der Versuch mit einem ähnlichen Apparate, dessen abweichender Theil in Fig. 3 in verticalem und horizontalem Durchschnitte gezeichnet ist. Ein kleiner quadratischer Rahmen aus einem dünnen Glasstabe ist zickzackförmig überspannt mit Platindraht von 0,2^{mm} Dicke; zwei dickere Platindrähte (0,5^{mm}) sind durch straffes Umwickeln der Enden des dünnen Drahtes mit diesem und mit dem Glasrahmen fest verbunden. Die dickeren Drähte sind eingeschmolzen in kurze, horizontale Ansätze des weiten Gefässes; übergekittete Röhrchen mit nach oben gekehrter Oeffnung werden mit Quecksilber gefüllt, in das man die Leitungsdrähte einer Batterie von 3 — 4 Bunsen-Elementen eintaucht. Die Länge des beweglichen Platindrahtes und die Wasser- und Quecksilbermenge sind so bemessen, dass der gebildete Eisblock nach dem Aufrichten des Apparates fast den dünnen Platindraht berührt. Nachdem man wie beim vorbeschriebenen Versuche einen freischwebenden, trockenen Eisblock erzeugt hat, füllt man die Quecksilbernäpfchen mittels einer kleinen Pipette und taucht die Poldrähte der Batterie hinein; der dünne Platindraht wird lebhaft glühend, ohne dass das Eis schmilzt, so lange der Unter-

theil des Apparates gut gekühlt ist. Im dunkeln Zimmer erscheint es in Folge des Reflexes fast, als ob das Eis selbst glühe. Ein nahe unterhalb der Ebene des Glasrähmchens aussen auf den Apparat mit Jodkupferquecksilbermastix aufgemalter rother Streifen wird bei anhaltendem Glühen des Platindrahtes gebräunt. Will man durch Herausheben des Apparates aus dem Kältegemisch das Eis zum Schmelzen bringen, so unterbreche man einige Zeit vorher den elektrischen Strom, damit der kleine Glasrahmen sich so weit abkühlt, dass er nicht beim Auffallen von Wassertropfen zerspringt.

Anstatt des beweglichen Platindrahtes könnte man bei den Apparaten Fig. 2 und 3 auch ein kleines Thermometer mit auf das Rohr geätzter Scala anbringen; die Kugel des Thermometers müsste natürlich an die Stelle des grossen Platinringes kommen und an Stelle des kleinen Platinringes ein Glasknopf von genügender Dicke, um das Durchfallen des Thermometers durch die Verbindungsröhre, die etwas weiter als beim Platindraht sein müsste, zu verhindern. Die Apparate würden aber dadurch viel theurer und zerbrechlicher werden, und das Kaltbleiben des Eises trotz der Erhitzung des benachbarten Glases wird nicht nur durch das Weiterfrieren eines nicht ganz massiven Eisblocks bewiesen, sondern es ist auch bei Inbetrachtnahme der hier mitwirkenden Umstände und der langsamen Wärmeübertragung beim Leidenfrost'schen Versuche so selbstverständlich, dass eine directe Nachweisung mit dem Thermometer füglich entbehrt werden kann.

Chemnitz im Juni 1881.

Ueber Influenzmaschinen mit unipolarer Erregung.

Von

W. Holtz.

Man kann alle Influenzmaschinen in zwei verschiedene Systeme sondern, je nachdem sich die bewegliche Fläche immer nur in einem, oder abwechselnd in entgegengesetztem Sinne ladet. Wir wollen Apparate jener Art kurz Maschinen mit unipolarer, diese mit bipolarer Erregung nennen.

Man kann die Influenzmaschinen des weiteren danach sondern, ob sie zu constanter Wirksamkeit einer constanten elektrischen Hilfsquelle, oder nur eines momentanen elektrischen Anstosses bedürfen. Apparate jener Art mögen kurz unselbständige, diese selbständige Apparate heissen [1]).

Die unipolare Erregung ist nach mancher Richtung im Nachtheil. Zunächst bedarf es hier, um selbständige Apparate zu bilden, von vorn herein natürlich zweier beweglicher Flächen. Eine weitere Unbequemlichkeit ist, dass man Ladungs- und Entladungsconductoren nicht in einem Stücke vereinen kann und also eine doppelte Zahl von Conductoren verwenden muss. Endlich wird der quantitative Effect bei auch sonst gleicher Zahl von Erregungsstellen dadurch geschwächt, dass hier die bewegliche Fläche durch ihre eigene Influenzwirkung die Influenz der festen Fläche nicht unterstützt. Aus diesen Gründen habe ich den Maschinen mit unipolarer Erregung in früheren Arbeiten nur eine geringere Aufmerksamkeit geschenkt, im Gegensatze zu Töpler, welcher in der Vereinigung entgegengesetzter Ladungen auf derselben Fläche eine Quelle von Verlusten zu finden

1) Es lässt sich, nebenbei bemerkt, auch ein Apparat construiren, der zur Hälfte selbständig, zur Hälfte unselbständig ist. Ein solcher wäre z. B. die gewöhnliche Maschine, wenn man eine Papierspitze ablösen und die betreffende Belegung durch eine andere Maschine speisen wollte. In weiterem Sinne gehört jede Zusammenstellung einer unselbständigen mit einer selbständigen Maschine gewissermassen beiden Formen an.

glaubte. In seinen neuesten Constructionen hat sich freilich auch Töpler ausschliesslich der bipolaren Erregung zugewandt, indem er einfach die Organisirung der gewöhnlichen Maschine mit nur nebensächlichen Abänderungen auf eine grössere Zahl von Scheiben übertrug[1]).

Nach einer Seite hat die unipolare Erregung aber doch einen gewissen Werth. Man kann Maschinen mit unipolarer Erregung eher so organisiren, dass sie bedeutender intensiver Leistungen fähig sind. Dies hat seine Ursache darin, dass man hier die entgegengesetzt elektrischen Stücke weiter von einander trennen und die Polconductoren der Influenz einer grösseren gleichnamig elektrischen Glasfläche aussetzen kann. Noch in anderer Hinsicht hat die unipolare Erregung eine gewisse Bedeutung. Maschinen dieser Art müssen, wenn auch praktisch für complicirter, doch theoretisch für einfacher gehalten werden. Gerade die Sonderung der Ladungs- und Entladungsconductoren gestattet, dass man die Wirkung der Maschinen eher in gesonderte Acte zerlegen kann. Aus diesen Gründen habe ich gelegentlich durch provisorische Zusammenstellung die hierher gehörigen Maschinen ihrer Form nach zu verbessern gesucht. Die letzten derartigen Versuche nahm ich vor längerer Zeit in Hannover vor mit Hilfe des Herrn Mechaniker Borchardt, welcher mir die hierzu nöthigen Maschinentheile zur Verfügung stellte. Die gesammelten Erfahrungen mögen für sich allein keinen grossen Werth haben; doch möchte ich sie flüchtig besprechen, weil ich meine Versuche nach dieser Richtung aus mehrfachen Gründen als abgeschlossen betrachten muss. Vielleicht nützen sie insofern doch, als sie gleichgerichtete Bestrebungen unterstützen oder eine Anregung zu weiteren Versuchen sind.

Um besser verstanden zu werden, führe ich zunächst mit kurzen Worten die von Töpler und mir beschriebenen ursprünglichen Grundformen auf.

Diese Formen sind unselbständige Maschinen; ihre influenzirenden Flächen müssen äusserlich elektrisch erhalten werden. Jeder Apparat hat eine influenzirende Fläche und zwei Conductoren, die kleinste Zahl von Stücken, welche eine Maschine mit unipolarer Erregung enthalten darf. In der Töpler'schen ist neben der influenzirenden Fläche auch die bewegliche metallisch belegt; deshalb genügt jedem

1) Berliner Akademieber. Dec. 1879; Elektrotechn. Zeitschr. Febr. 1880.

Conductor eine einzige Spitze oder schleifende Feder[1]). In der meinigen — hier ist die influenzirende Fläche ein Papierstück — ist die bewegliche unbelegt; deshalb muss jeder Conductor eine längere Spitzenreihe besitzen[2]). Man erkennt beide Formen in den Figuren 1 und 2, auf folg. Seite in welchen die unteren Leiter die Ladungs-, die oberen die Entladungsconductoren repräsentiren. Man kann beide Leiter für sich benutzen oder auch mit einander verbinden. Benutzt man nur einen, so muss der andere womöglich abgeleitet sein.

Töpler benutzte nun gleichzeitig die Grundform Fig. 1, um durch einfache Verdoppelung seine erste selbständige Maschine zusammenzusetzen[3]). Er nahm zwei Scheibenpaare, sonst gleich, nur von ungleicher Grösse, und liess die Entladungsconductoren wechselweise mit den festen Metallflächen communiciren. Den Ladungsconductor des kleinen Paares verband er mit der Erde und führte die beiden Conductoren des grossen als Polconductoren ein. Hierbei trat der Uebelstand hervor, dass man denjenigen, welcher mit der festen Fläche communicirte, nicht ableiten, noch dauernd mit dem andern verbinden durfte.

Inzwischen lernte Töpler meine eigenen Constructionen und unter ihnen meine erste selbständige Maschine mit bipolarer Erregung kennen[4]). Er stellte hiernach durch Verdoppelung der Grundform Fig. 2 eine neue, namentlich symmetrischer organisirte Maschine mit unipolarer Erregung her[5]). Fig. 3 zeigt dieselbe mit Hinweglassung des Unwesentlichen, doch habe ich mir von der ursprünglichen Construction der besseren Uebersicht halber noch eine kleine Abweichung erlaubt, sofern ich die beiden Scheibenpaare nicht hinter einander, sondern neben einander stellte und zwei gesonderten Achsen angehören liess. Die oberen Conductoren communiciren wieder mit den festen

---

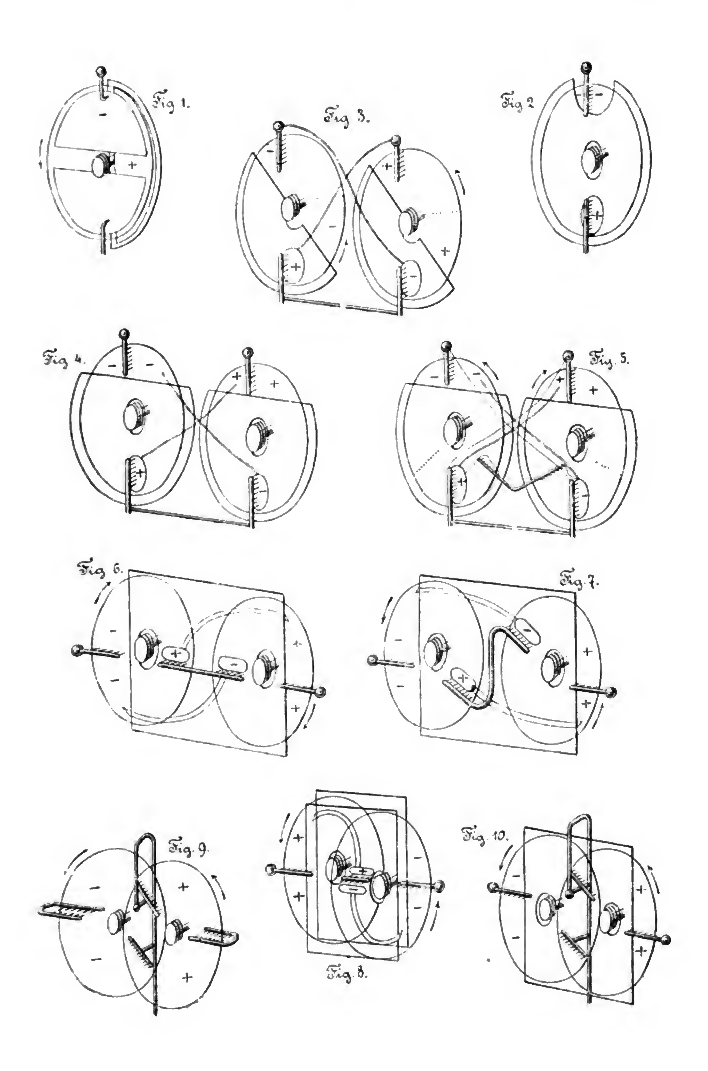
1) Näheres Pogg. Ann. Bd. 125 Taf. 5 Fig. 1.

2) Näheres Pogg. Ann. Bd. 126 Taf. 1 Fig. 5. Derselbe Mechanismus, nur mangelhafter, wurde später von Bertsch unter dem Namen einer neuen Maschine eingeführt.

3) Pogg. Ann. Bd. 125 Taf. 5 Fig. 2.

4) Diese Maschine war einfach aus einer unselbständigen Maschine gleichen Systems durch die alleinige Zugabe zweier Cartonspitzen entstanden. Unselbständige Apparate mit bipolarer Erregung hatte ich schon früher verschiedentlich ausgeführt, natürlich anfangs auch mit Metallbelegen; es lag ja nahe, dass ich mit diesen meine Versuche begann.

5) Pogg. Ann. Bd. 127 Taf. 3 Fig. 1.


Fig 1.
Fig 3.
Fig 2
Fig 4.
Fig. 5.
Fig 6.
Fig. 7.
Fig. 9.
Fig. 10.
Fig. 8.

Flächen; die Ladungsconductoren dagegen communiciren diesmal unter sich. Man darf die oberen benutzen, aber ihre Verbindung nicht völlig schliessen; man darf auch die unteren benutzen, aber so, dass hier die Strömung nicht völlig erlischt. Man kann der Maschine aber an den punktirten Stellen noch zwei neue Conductoren geben und diese wechselweise mit den respectiven Ladungsconductoren verbinden. Man gewinnt dann in der unteren Schliessung den combinirten Effect des Ladungs- und Entladungsstromes, wie ihn die gewöhnliche Maschine liefert. Dies ist die Anordnung, welche Töpler in der betreffenden Abhandlung gab, ohne jedoch scheinbar die Maschine als einen für sich allein schon praktisch brauchbaren Elektromotor empfehlen zu wollen. Er ist es auch in Wirklichkeit nicht, ganz abgesehen von seiner Complicirtheit; denn er steht noch immer in seiner Wirkungsweise ganz erheblich hinter der gewöhnlichen Maschine zurück.

Zunächst ist es nicht zweckmässig, dass die Speisevorrichtungen der festen Flächen eine vollständige Spitzenreihe besitzen. Es kommt hier weniger darauf an, möglichst viel Elektricität aufzunehmen, als vielmehr eine möglichst hohe Spannung fortzupflanzen. Das Letztere wird aber besser durch eine einzige Spitze erreicht, weil die elektrische Glasfläche auf diese viel stärker influirt. Aus diesem Grunde sind auch die Belegungen der gewöhnlichen Maschine nur mit einer Spitze und nicht mit einer Spitzenreihe armirt[1]). Dann ist es nicht rathsam, dass die Speisevorrichtungen selbst als Entladungsconductoren der Maschine fungiren müssen, einmal, weil man sie als Pole doch nur beschränkt benutzen darf, dann, weil sie die bewegliche Fläche auch nur theilweise entladen können. Kann sich diese aber nicht entladen, so wird wieder der Ladungsstrom geschwächt, weil hier nur in dem Maasse Elektricität zuströmt, als die frühere vernichtet ist. In obiger Anordnung kann der Ladungsstrom auch in Wirklichkeit nur durch die Verluste wirken, welche an den Belegen oder ihren Zuleitungsdrähten entstehen.

Dies in Betracht gezogen, gibt man der Maschine entschieden richtiger diejenige Form, welche in Fig. 4 veranschaulicht ist. Die Scheiben mögen beliebig stehen und beliebig rotiren, wenn nur der

1) Aus demselben Grunde ist es, nebenbei bemerkt, auch nicht richtig, den Auffangstangen der Blitzableiter mehr als eine Spitze zu geben. Aus mehreren strömt zwar in Summa mehr Elektricität aus; aber es handelt sich hier darum, dass an einem Punkte eine möglichst hohe Spannung geschaffen wird.

Entladungsconductor jedesmal der Speisevorrichtung *folgt*. Die letztere muss man sich möglichst gut isolirt denken, damit die bewegliche Fläche an ihr nur wenig von ihrer Ladung verliert. Umhüllungen von Gummi oder Guttapercha genügen bei dünnen Leitern keineswegs. Man muss sie in Glas oder Ebonit einschliessen, oder muss von vorn herein weite Messingröhren in Anwendung bringen. Die oberen Conductoren stellen nun wirkliche Pole vor. Man kann sie beliebig benutzen, wenn es sich um die mehr intensiven Effecte des Entladungsstromes handeln soll. Man kann sie aber auch beide ableiten oder mit einander verbinden, und man muss dies, wenn man etwa den Ladungsstrom benutzen und in voller Stärke erhalten will. Man kann aber auch den Ladungsstrom ohne weiteres mit dem Entladungsstrom combiniren, wenn man die oberen Conductoren kreuzweise mit den unteren communiciren lässt, was freilich wieder abgesehen von der Unbequemlichkeit an und für sich eine mehr oder weniger gute Isolirung der betreffenden Stücke bedingen würde.

Mit der letztgedachten Verbindung wäre aber noch immer nicht die Wirkung der gewöhnlichen Maschine in ihrem ganzen Umfange erreicht. Es wäre nur die Wirkung dieser Maschine mit ihren Hauptconductoren allein, oder etwas mehr, aber nicht diejenige mit überzähligen Conductoren. Unterbrächen wir nämlich die fragliche Schliessung über ein gewisses Maass, so würde mit dem Ladungsstrome gleichzeitig der Entladungsstrom aufgehoben, während, wenn wir die Elektroden der gewöhnlichen Maschine über eine gewisse Grenze entfernen, noch immer der Entladungsstrom wirkt. Soll die vorstehende Maschine der gewöhnlichen hierin ähnlicher sein, so muss zunächst noch ein neues Paar Conductoren angebracht werden, den verlängerten Belegungen gegenüber und so, dass die Scheiben diese später als die Ladungsconductoren streifen. Dieselben müssen beiderseits abgeleitet oder mit einander verbunden werden, können natürlich auch einen einzigen Leiter bilden. Fig. 5 zeigt die letztere Anordnung; es ist hier zugleich die kreuzweise Verbindung der Pole ausgeführt, um zu zeigen, wie complicirt sich eine solche Maschine mit den fraglichen Stücken in Wirklichkeit macht. Gleichwohl wäre sie noch immer nicht vollkommen, wenn sie genau so wie eine gewöhnliche Maschine wirken sollte. Die überzähligen Conductoren dieser functioniren eben nicht bloss als eventuelle Ladungs-, sondern zugleich als eventuelle Entladungsconductoren. Bei der gewöhnlichen Maschine ist eine sichere

Entladung freilich ebenso nothwendig als eine sichere Ladung, wenn sich der ganze Mechanismus nicht verwirren soll. Hier ist eine sichere Entladung nicht ganz so nöthig, aber doch wünschenswerth, wenn nicht Stockungen der Wirkung oder eventuell Stromwendungen erfolgen sollen. Dann ist aber noch ein weiteres Paar Conductoren nöthig, diesmal ausserhalb der Belegungen, etwa an der durch Punkte markirten Stelle, also nicht den Ladungs-, sondern den Entladungsconductoren nachfolgend; und sie würden natürlich wieder abzuleiten oder mit einander zu verbinden sein. Dies macht im Ganzen acht Conductoren, also genau die doppelte Zahl, als sie für die gewöhnliche Maschine genügt.

Hiernach meine ich denn, dass bei Maschinen mit unipolarer Erregung eine Combinirung beider Ströme nicht zweckmässig ist, dass jene überhaupt weniger für quantitative Effecte als für intensive taugen, und dass man eine Vervollkommnung ausschliesslich nach letzterer Seite erstreben muss. Werden nur die oberen Conductoren benutzt, und dies ist eben in meinen Augen das Richtige, so behalten die Apparate bei hoher intensiver Wirkung eine verhältnismässig einfache Gestalt. Es fallen vor allem die lästigen kreuzweisen Polverbindungen und hiermit zugleich zwei Hilfsconductoren, die Vertreter der Ladungsconductoren, fort. Die Vertreter der Entladungsconductoren bleiben freilich immer wünschenswerth, um eine constante Funkenfolge zu erzielen und möglichst Stromwendungen zu vermeiden. Ich will sie im Folgenden indessen nicht weiter berücksichtigen, da sie nicht unbedingt nöthig sind und nur die Durchsichtigkeit des Wesentlichen erschweren. Nur eine kurze Bemerkung noch möchte ich mir über ihre Wirkungsweise erlauben, da man nicht sofort einsieht, weshalb ein Entladungsconductor hier eines Stellvertreters bedarf, weil es scheinbar gleich ist, ob sich die bewegliche Fläche entladet, oder eher noch vortheilhafter scheint, wenn sie ihre Ladung behält und sich also nicht von neuem zu laden braucht.

So wäre es auch wirklich, wenn man veranlassen könnte, dass auf den Ladungsconductor immer nur ausschliesslich die feste elektrische Fläche influirt. Dann wäre es kein Nachtheil, wenn einmal die bewegliche Fläche ihre Ladung behielte; diese würde, von der Belegung gebunden, ungeschwächt ihre frühere Erregungsstelle wieder passiren. Auf den Entladungsconductor aber wirkt neben der Belegung zugleich die bewegliche Fläche, so weit sie eben ihre frühere Ladung behalten hat, und da diese mit jener der Belegung ungleich-

namig ist, so muss sie die Wirkung dieser theilweise paralysiren. Die bewegliche Fläche kann aber auch stärker wirken als die Belegung selbst; dann wird die bewegliche Scheibe eine anormale Ladung empfangen. Im ersteren Falle würde eine Stockung der Wirkung, im letzteren vielleicht eine Stromwendung resultiren. Man kann die geschilderten Vorgänge natürlich auch so auffassen, als ob die bewegliche Fläche zunächst auf die Belegung und durch diese erst auf den Ladungsconductor wirkt. Es ist im Wesentlichen ganz dasselbe. Es handelt sich immer um den schwächenden Einfluss, welchen der Ladungsrückstand der beweglichen Fläche an der Erregungsstelle übt.

Es mögen nun zunächst einige weitere Modificirungen folgen, welche die Maschine Fig. 4 erleiden kann, ohne dass ihr innerer Mechanismus geändert wird. Sie erzeugen wohl keine besseren Wirkungen, aber vereinfachen die äussere Form und gleichzeitig die Ausführung des Apparats. In Fig. 6 finden wir die beiden festen Scheiben durch ein einziges Glasstück vertreten und die früheren Speisevorrichtungen durch dicke Cartonstreifen, welche der Glasfläche angeheftet sind. In Fig 7 sind beide Belegungen weiter von einander getrennt, was für die Wirkung günstiger, aber für die Ausführung unbequemer ist, weil es eine weniger einfache Form der Ladungsconductoren zur Folge hat. Ueberall sitzen die Belegungen sammt ihren Zuleitungsstücken auf derjenigen Glasseite, welche den beweglichen Flächen abgewandt ist. Man könnte eine bessere Trennung der Belegungen in Fig. 6 natürlich auch dadurch bewirken, dass man das feste Glasstück einfach länger wählt, d. h. die beweglichen Scheiben weiter von einander entfernt. Man müsste dann der Leitungsfähigkeit der Cartonstreifen entsprechend nachhelfen, weil eine grössere Länge an und für sich die Fortpflanzung des elektrischen Druckes erschwert. Man könnte aber auch so verfahren — wodurch der Apparat freilich wieder complicirter würde —, dass man zwei feste Glasstücke, eins vor, eins hinter die beweglichen Scheiben stellt und jedem eine Belegung gibt. Die e i n e bewegliche Scheibe müsste dann vor die betreffenden Einsauger treten, deren Spitzen natürlich die entgegengesetzte Richtung zu empfangen hätten. Letzterem Arrangement ähnlich, aber wieder einfacher in der Gestalt der Ladungsconductoren und zugleich auf einen möglichst kleinen Raum beschränkt ist die Form, welche in Fig. 8 abgebildet ist. Die rechte bewegliche Scheibe

liegt vor der linken, die festen Glasstücke liegen beiderseits aussen. In der Mitte befindet sich die doppelte Spitzenreihe, welche die beiden Ladungsconductoren repräsentirt.

Die gedachten Formen sind eben nur äusserlich von jenen in Fig. 4 verschieden und charakterisiren sich dadurch, dass man die Speisevorrichtungen den beweglichen Flächen nur eine minimale Ladung rauben lässt, und dass somit der bei weitem grössere Theil zu experimenteller und nebenbei zu unbeschränkter experimenteller Verwendung verbleibt. Eine etwas andere Organisirung gab ich im Jahre 1867 einer derartigen Maschine, indem ich die Speisungsverluste durch eine abermalige neue Ladung zu decken suchte[1]). Dies Arrangement hat sich jedoch in späteren Zusammenstellungen nicht recht bewährt, da es — wenigstens ohne Hilfsconductoren — leicht zu Stromwendungen zu neigen schien.

Das bisher Gesagte mit Ausnahme der beiden Grundapparate betrifft selbständige Maschinen mit unipolarer Erregung, welche aus zwei Scheibenpaaren gebildet sind. Unselbständige Maschinen gleichen Systems oder selbständige Apparate gemischten Systems oder mit drei Scheibenpaaren will ich an dieser Stelle übergehen. Ich gedachte ihrer schon flüchtig im Jahre 1867 (siehe das letzte Citat) und habe sie vor kurzem an einem anderen Orte ausführlicher besprochen[2]).

Es gibt aber noch eine besondere Art von Influenzmaschinen, nämlich mit beweglichen influenzirenden Flächen, von denen ein Apparat gleichfalls der unipolaren Erregung angehört. Auch diese Maschine besprach ich schon kurz im Jahre 1867[3]), ohne indessen eine Abbildung beizufügen; und sie ist deshalb wohl vollständig übersehen[4]). Fig 9 zeigt diese Maschine zunächst so, wie ich sie damals beschrieben. Die rechte Scheibe liegt vor der linken, aber möglichst wenig von derselben getrennt. Die mittleren sind natürlich die Ladungs-, die äusseren die Entladungsconductoren. Aber die Maschine wirkt nur so lange stetig, als zwischen letzteren ein Funkenstrom

1) Pogg. Ann. Bd. 130 Taf. 6 Fig. 7.

2) In meinem Aufsatze „Ueber Influenzmaschinen für lange Funken“ in Uppenborn's Zeitschrift für angewandte Elektricitätslehre 1881 Nr. 13.

3) Pogg. Ann. Bd. 130 S. 137.

4) Die ein Jahr später construirte sog. Carré'sche Maschine würde sonst schwerlich als etwas wesentlich Neues betrachtet sein. Auch hier ist die influenzirende Fläche nämlich beweglich, und es ist auch ganz dieselbe Scheibenlage, nur dass die influenzirende Fläche einer gewöhnlichen Reibzeugmaschine angehört.

passirt. Soll diese Beschränkung fortfallen, so sind noch zwei Hilfsconductoren nöthig, welche allemal für eine sichere Entladung der Scheiben sorgen. In der Maschine finden aber nicht unerhebliche Verluste statt, weil, wie ich schon damals bemerkte, der Rand der einen Scheibe gewissermassen als Aufsauger für die andere Scheibenfläche functionirt. Deshalb müssen auch, weil sich bei dieser Gelegenheit gleichzeitig die inneren Flächen laden, um Störungen zu vermeiden, die Entladungsconductoren Doppelconductoren sein.

Letztere Uebelstände dürfte man indessen beseitigen können, wenn man die Maschine so arrangiren wollte, wie es in Fig. 10 gezeichnet ist: ich meine, wenn man zwischen beide Scheiben, ohne dieselben mehr als nöthig zu entfernen, eine feste Glastafel stellen wollte. Der innere Mechanismus würde dadurch nicht geändert, es würden eben nur die Verluste durch Ausstrahlung des Scheibenrandes vermieden. Der quantitative Effect würde dadurch voraussichtlich vergrössert, und die Entladungsconductoren dürften gewöhnliche einfache Einsauger sein. Anders wäre es, wenn man nun noch den Ladungsconductoren gegenüber auf die feste Scheibe je eine Belegung kleben wollte. Man würde dadurch gewissermassen wieder zu einem gemischtem Systeme kommen, in welchem theilweise bewegliche und theilweise feste influenzirende Flächen vertreten wären.

Ich habe die letzten Versuche nicht mehr ausführen können, und dürfte auch in Zukunft schwerlich Gelegenheit dazu finden; ich meine aber, dass es, wenn auch nur in theoretischem Interesse, wohl werth wäre, die Wirkung dieser Modificirungen näher zu prüfen.

Aller Wahrscheinlichkeit nach dürfte auch die Carré'sche Maschine durch Interpolirung eines festen Isolators wesentlich in ihrer Wirkung zu verbesern sein.

Ueber die bei Multiplications- und Reflexionsmethoden durch die Verfrühung oder Verspätung der Stösse entstehenden Fehler.

Von

O. Chwolson.

(Mittheilung des Herrn Verfassers aus dem Bulletin de l'Academie Imp. des Sciences de St. Petersbourg.)

Wendet man, um die Intensität eines momentanen Stromes zu messen, oder um die Intensitäten zweier solcher Ströme zu vergleichen, eine der beiden von Weber in Vorschlag gebrachten Methoden an, so hat man in bekannter vorgeschriebener Weise den momentanen Strom in dem Momente wirken zu lassen, wo der vermittels Fernrohr und Scala beobachtete Magnet im Multiplicator die Ruhelage passirt. Offenbar kann es aber selbst bei grösster Uebung nicht möglich sein, diesen Moment völlig genau zu treffen, selbst wenn ein und dieselbe Person den Magnet beobachtet und die momentanen Ströme wirken lässt. Wenn aber zwei Personen mitwirken, so dass der Eine auf Commando des Andern, am Fernrohr Beobachtenden, diejenigen Manipulationen ausführt, durch welche der momentane Strom erzeugt wird, z. B. die Rolle eines Erdinductors umlegt, so können nicht zu vernachlässigende Zeitdifferenzen zwischen dem Passiren des Magneten durch die Gleichgewichtslage und dem Wirken des Stromes entstehen. Man kann die Frage nach der Grösse des durch solche Zeitdifferenzen entstehenden Fehlers aufwerfen, wobei man, da die Grösse dieser Differenz unmöglich bekannt sein kann, allerdings nicht erwarten darf, dass die Antwort dazu dienen könne, factische Correctionen einzuführen. Vielmehr wird die Antwort uns nur die Möglichkeit geben, die obere Grenze jener Fehler zu bestimmen; aber auch dies kann von Interesse sein. Kaum dürfte es möglich sein, jene Zeitdifferenz mit Sicherheit kleiner als 0,1 Sec. zu machen; daher lohnt es sich wohl zu untersuchen, welchen Fehler im Endresultat eine solche Zeitdifferenz hervorruft.

Wir wollen ein- für allemal annehmen, dass, wenn der Magnet sich von der einen Seite der Ruhelage nähert, der Stoss sich um t_1 Secunden, wenn er sich von der anderen nähert, um t_2 Secunden verspätet. Beide Grössen sind durchaus als Constante zu betrachten, d. h. sie treten unverändert in gleicher Weise bei jedem Durchgang des Magneten durch die Ruhelage auf. Dies folgt ganz einfach daraus, dass ja die Beobachtungeu so lange fortgesetzt werden und erst dann ein endgültiges Resultat denselben entnommen wird, wenn die Ausschläge (bei Anwendung beider Weber'schen Methoden) constant geworden sind, was nur geschehen kann, wenn auch die Fehler, welche durch die Verspätungen entstehen, also auch diese letzteren constant geworden sind. Selbstverständlich können t_1 und t_2 auch negativ sein.

Es ist nicht nothwendig anzunehmen, dass t_1 und t_2 gleich seien. Beobachtet man z. B. mit dem rechten Auge, so fällt der Blick in verschiedener Weise auf die beiden Seiten des Gesichtsfeldes, und dies kann auf die jeweilige Grösse der Verspätung von Einfluss sein. Ferner kann es geschehen, dass die beiden entgegengesetzt gerichteten Manipulationen beim Erzeugen der entgegengesetzt gerichteten Ströme nicht gleich bequem sind. Endlich kann sich während der Versuche die Ruhelage verschoben haben, was auf die Ungleichheit der Zeiten t_1 und t_2 einen Einfluss haben muss.

Die sämmtlichen weiteren Entwickelungen stützen sich auf einen einfachen Satz, der zuerst bewiesen werden soll. Wir setzen voraus, dass die Bewegungsgleichung des Magneten

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2a\frac{d\varphi}{dt} + \beta^2\varphi = 0 \tag{1}$$

ist. Die in dieser Gleichung hinzuzufügenden additiven Glieder können wir vernachlässigen, da die Wirkung geringer Verspätungen selbst nur gering sein kann. Ist t die Schwingungszeit bei abwesender Dämpfung und λ das logarithmische Decrement, so haben wir, wenn wir noch zur Abkürzung

$$\varrho = \sqrt{\beta^2 - \alpha^2} \tag{2}$$

setzen:

$$\mathrm{t} = \frac{\pi}{\beta} = \frac{\pi}{\sqrt{\varrho^2 + \alpha^2}}$$

$$\lambda = \frac{\alpha\pi}{\varrho}.$$

Hieraus erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi\lambda}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2+\lambda^2}} \\ \varrho &= \frac{\pi^2}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2+\lambda^2}} \end{aligned}\right\} \qquad (3$$

Diese Gleichungen können dazu dienen, α und ϱ zu bestimmen, wenn t und λ durch Versuche bestimmt worden sind.

Durch Integration von 1 erhält man bekanntlich für den Winkel φ und dann für die Geschwindigkeit v die Formeln

$$\varphi = Ce^{-\alpha t}\sin\varrho t = \frac{v_0}{\varrho}e^{-\alpha t}\sin\varrho t \qquad (4$$

und
$$v = v_0 e^{-\alpha t}\left(\cos\varrho t - \frac{\alpha}{\varrho}\sin\varrho t\right), \qquad (5$$

wo
$$v_0 = C\varrho \qquad (6$$

die Anfangsgeschwindigkeit ist. Die Formel 5 zeigt, dass bei gleichen Zeiten t die Geschwindigkeiten v den Anfangsgeschwindigkeiten v_0 proportional sind. Denken wir uns nun, dass einmal nach t Secunden der Anfangsgeschwindigkeit $v_0^{(1)}$ die Geschwindigkeit v_1 entspreche und ebenso ein anderes Mal $v_0^{(2)}$ und v_2 die entsprechenden Grössen vorstellen. Einer dritten Anfangsgeschwindigkeit

$$w_0 = v_0^{(1)} + v_0^{(2)} \qquad (7$$

würde dann offenbar nach t Secunden die Geschwindigkeit

$$w = v_1 + v_2 \qquad (8$$

entsprechen. Wir können nämlich statt 5 zur Abkürzung

$$v_0 = v\,F(t) \qquad (9$$

setzen. Nun wäre der Annahme nach

$$v_0^{(1)} = v_1 F(t),\ v_0^{(2)} = v_2 F(t) \text{ und } w_0 = w\,F(t). \qquad (10$$

Addirt man die ersten beiden Gleichungen und benutzt man 7, so erhält man durch Vergleich des Resultates mit der dritten Gleichung die zu erweisende Relation 8.

Satz. Entsprechen den Anfangsgeschwindigkeiten $v_0^{(1)}$ und $v_0^{(2)}$ nach t Secunden die Geschwindigkeiten v_1 und v_2, so entspricht der Anfangsgeschwindigkeit $w_0 = v_0^{(1)} + v_0^{(2)}$ nach t Secunden die Geschwindigkeit $w = v_1 + v_2$. Selbstverständlich finden die drei Geschwindigkeiten v_1, v_2 und w bei ganz verschiedenen Ablenkungswinkeln φ statt. Vergleicht man die Geschwindigkeiten v, die gleichen Winkeln φ, also ungleichen Zeiten t

entsprechen, so sind diese den v_0 nicht proportional, denn aus 4 und 5 erhält man durch Elimination von t:

$$v_0 = e^{\frac{\alpha}{\varrho} \operatorname{arc\,tg} \frac{v + \alpha\varphi}{\varphi\varrho}} \sqrt{\varrho^2\varphi^2 + (v + \alpha\varphi)^2}. \tag{11}$$

Es ist klar, dass, wenn v_1 und v_2 Geschwindigkeiten bei dem gleichen Ablenkungswinkel φ wären, w nicht gleich $v_1 + v_2$ sein würde.

Der obige Satz führt uns zu dem folgenden, für uns wichtigsten Resultat: Wird zu einer bereits vorhandenen Geschwindigkeit nach t Secunden v_2 die neue v_1 hinzugefügt, so kann statt dessen eine fictive Vergrösserung der Anfangsgeschwindigkeit um $v_0^{(1)}$ angenommen werden, ganz unabhängig von der Grösse der Geschwindigkeit v_2. Die Relation zwischen v_1 und $v_0^{(1)}$ ist in 10 gegeben.

Multiplicationsmethode. Es seien die Ausschläge constant geworden; c sei die durch einen einzelnen Stoss erzeugte Geschwindigkeit, wenn im Moment des Stosses der Magnet sich in der Ruhelage befindet (dass er dabei den Windungen des Multiplicators parallel ist, soll als selbstverständlich vorausgesetzt werden). Ferner seien t_1 und t_2 die beiden Verspätungen, φ_1 und φ_2 die beiden Werthe von φ in den Momenten der Stösse, $c_1 = c \cos\varphi_1$ und $c_2 = c \cos\varphi_2$ die durch letztere erzeugten Geschwindigkeiten. Es ist leicht, φ_1 und φ_2 durch t_1, t_2 und den halben Schwingungsbogen θ auszudrücken. Führt man in die zweite Formel 4 für v_0 seinen Werth

$$v_0 = \Theta \frac{\pi}{t} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}}$$

ein und zerlegt nach Potenzen von t_1 und t_2, so erhält man bei Weglassung aller Glieder ausser des ersten

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \Theta t_1 \frac{\pi}{t} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \\ \varphi_2 &= \Theta t_2 \frac{\pi}{t} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Es seien endlich noch $c_0^{(1)}$ und $c_0^{(2)}$ die beiden Anfangsgeschwindigkeiten, die auf Grund des oben Entwickelten statt der Geschwindigkeiten c_1 und c_2 gesetzt werden können, und w_1 und w_2 die beiden so erhaltenen fictiven ganzen Anfangsgeschwindigkeiten. Setzen wir, wie in 9,

$$\frac{e^{\alpha t}}{\cos\varrho t - \frac{\alpha}{\varrho}\sin\varrho t} = F(t), \tag{13}$$

so ist
$$\left.\begin{aligned} c_0^{(1)} &= c_1 F(t_1) \\ c_0^{(2)} &= c_2 F(t_2) \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Zur Bestimmung von w_1 und w_2 haben wir die Gleichungen
$$\left.\begin{aligned} w_1 e^{-\lambda} + c_0^{(2)} &= w_2 \\ w_2 e^{-\lambda} + c_0^{(1)} &= w_1 \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Da ceteris paribus als Maass der Stärke des momentanen Stromes der halbe Schwingungsbogen θ genommen wird, so berechnen wir die Grösse $w = \frac{1}{2}(w_1 + w_2)$, durch welche θ bestimmt wird. Die Gl. 15 geben
$$w = \frac{c_1^{(0)} + c_2^{(0)}}{2(1 - e^{-\lambda})} = \frac{c_1 F(t_1) + c_2 F(t_2)}{2(1 - e^{-\lambda})}$$
(siehe 14), oder endlich
$$w = \frac{c}{1 - e^{-\lambda}} \cdot \frac{F(t_1) \cos \varphi_1 + F(t_2) \cos \varphi_2}{2}. \tag{16}$$

Einer constant gewordenen Anfangsgeschwindigkeit w würde aber allgemein eine durch den einzelnen Stoss erzeugte Geschwindigkeit c' entsprechen, welche durch die Gleichung
$$w = \frac{c'}{1 - e^{-\lambda}}$$
gegeben ist. Dies in 16 eingesetzt gibt endlich
$$c' = c\,\frac{F(t_1) \cos \varphi_1 + F(t_2) \cos \varphi_2}{2}. \tag{16a}$$

Hier ist c das wahre Maass der Stromintensität, c' das in Folge der Verspätungen t_1 und t_2 unrichtig den Versuchen entnommene Maass derselben. Aus 13 erhalten wir allgemein
$$F(t) = 1 + 2\alpha t + \frac{1}{2}(\varrho^2 + 3\alpha^2) t^2,$$
oder (siehe 3)
$$F(t) = 1 + \frac{2\pi\lambda}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\, t + \frac{\pi^2(\pi^2 + 3\lambda^2)}{2\mathrm{t}^2(\pi^2 + \lambda^2)}\, t^2. \tag{17}$$

Die allgemeinste Formel erhält man durch Einführen von 17 in 16ª und von 12 in $\cos \varphi_1 = 1 - \frac{\varphi_1^2}{2}$ und $\cos \varphi_2 = 1 - \frac{\varphi_2^2}{2}$; es ist
$$c' = c\left(1 + \frac{\pi\lambda}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}(t_1 + t_2) + \frac{\pi^2(\pi^2 + 3\lambda^2)}{4\mathrm{t}^2(\pi^2 + \lambda^2)}(t_1^2 + t_2^2) - \right.$$
$$\left. - \frac{\theta^2 \pi^2}{4\mathrm{t}^2} e^{2\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} (t_1^2 + t_2^2)\right). \tag{18}$$

Wächst das Decrement λ von 0 bis 1,4, so wächst der Factor $e^{2\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arc\,tg}\frac{\pi}{\lambda}}$ von 1 bis 2,66. Vergleicht man nun die beiden letzten Glieder in den Klammern, so sieht man, dass sie sich um einen Factor unterscheiden, welcher im ersten grösser als 1, im zweiten wohl stets kleiner als 0,02 ist. Man sieht hieraus, dass das letzte Glied wohl in allen Fällen zu vernachlässigen ist.

Statt 18 kann man also schreiben:

$$c' = c\left(1 + \frac{\pi\lambda}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2+\lambda^2}}(t_1 + t_2) + \frac{\pi^2(\pi^2+3\lambda^2)}{4\,\mathrm{t}^2(\pi^2+\lambda^2)}(t_1^2 + t_2^2)\right). \qquad (18^a$$

Von Interesse sind die folgenden zwei Specialfälle:

1. Es sei $t_1 = t_2 = t$; dann ist

$$c' = c\left(1 + \frac{2\pi\lambda}{\mathrm{t}\sqrt{\pi^2+\lambda^2}}\,t + \frac{\pi^2(\pi^2+3\lambda^2)}{2\,\mathrm{t}^2(\pi^2+\lambda^2)}\,t^2\right). \qquad (18^b$$

2. Es sei $t_1 = -t_2 = t$, was der Fall sein könnte, wenn die Mittellage unrichtig bestimmt wäre; dann ist

$$c' = c\left(1 + \frac{\pi^2(\pi^2+3\lambda^2)}{2\,\mathrm{t}^2(\pi^2+\lambda^2)}\,t^2\right). \qquad (18^c$$

Reflexionsmethode. Für diese gelten, wie sich leicht nachweisen lässt, ebenfalls die oben entwickelten Formeln 16^a, 18^a, 18^b und 18^c, wo c das wahre, c' das den Versuchen entnommene Maass der Stromstärke bedeutet.

Da die Zeiten t_1 und t_2 nie gegeben sein können, so können auch die Formeln nur dazu dienen, sich von der Grösse des Fehlers eine gewisse Vorstellung zu bilden. Praktisch am werthvollsten dürfte hierbei die Formel 18^b sein. Diese Formel kann in sehr roher Annäherung so geschrieben werden:

$$c' = c\left(\mathrm{t} + \frac{2\lambda}{\mathrm{t}}\,t\right). \qquad (19$$

Einen ungefähren Begriff von der Grösse des durch die Verspätungen entstehenden Fehlers gibt schon diese Formel. Wir berechnen drei Beispiele.

1. Nehmen wir möglichst günstige Bedingungen. Es seien λ und t gering, t dagegen gross, z. B. $\lambda = 0{,}3$, $\mathrm{t} = 25$ Sec. und die Verspätung $t = 0{,}2$ Sec. Dann ist der relative Fehler $\frac{2\lambda}{\mathrm{t}}\,t = 0{,}005$, also doch $\frac{1}{2}$%.

2. Nehmen wir für λ, t und t Mittelwerthe, also z. B. $\lambda = 0{,}8$, $\mathrm{t} = 15$ Sec. und $t = 0{,}5$ Sec., so ist der relative Fehler 0,053 d. h. volle 5,3 %.

3. Nehmen wir ungünstige Bedingungen an, die aber immerhin vorkommen dürften, z. B. $\lambda = 1{,}5$, $\mathrm{t} = 8$ Sec. und $t = 0{,}8$ Sec., so erhalten wir für den relativen Fehler 0,316 d. h. volle 31,6 %.

Diese Beispiele zeigen, dass durch die Nichtrechtzeitigkeit der Stösse ein sehr bedeutender Fehler entstehen kann. Der relative Werth dieses Fehlers ist in erster grober Annäherung ungefähr gleich $\frac{2\lambda t}{\mathrm{t}}$, wo λ das logarithmische Decrement, t die Schwingungszeit und t die Verspätung sind.

Vergleicht man zwei Intensitäten, so würde sich der Fehler völlig wegheben, wenn bei beiden zu messenden Strömen die Verspätungen gleich wären. Dies ist aber sehr unwahrscheinlich, besonders wenn die Intensitäten, also auch die Geschwindigkeiten der Bewegungen des Magneten sehr verschieden sind. Leicht kann es geschehen, dass z. B. bei grosser Geschwindigkeit der Stoss zu spät, bei geringer zu früh erfolgt. Näheres lässt sich nicht sagen, da die betreffenden Verhältnisse in hohem Grade von den individuellen Anlagen des Beobachters abhängen müssen. Wir wollen als Beispiel die oben entwickelten Formeln für den im Observatorium zu Pawlowsk befindlichen Multiplicatordämpfer von Meyerstein anwenden, mit welchem die absolute Inclination vermittels eines Erdinductors gemessen wird. Für diesen Dämpfer ist $\lambda = 0{,}72$ und $\mathrm{t} = 21$ Sec. Dies in 18ᵃ eingesetzt gibt

$$c' = c\,[1 + 0{,}0334\,(t_1 + t_2) + 0{,}00626\,(t_1^2 + t_2^2)]. \qquad (20$$

Nimmt man $t_1 = t_2 = t$ an, so wird

$$c' = c\,(1 + 0{,}0668\,t + 0{,}01252\,t^2). \qquad (20^a$$

Daraus berechnen sich die folgenden zusammengehörigen Werthe von t, $\frac{c'}{c}$ und des relativen Fehlers ν in Procenten:

t = 0,1 Sec.	0,3 Sec.	0,5 Sec.	0,7 Sec.
$\frac{c'}{c}$ = 1,0068	0,0211	1,0386	1,0529
ν = 0,68 %	2,11 %	3,86 %	5,29 %

Verspätet sich also jeder Stoss um etwa ⅓ Sec., so entsteht ein Fehler von fast 2½ %!

Soll das Verhältnis $\sigma = \frac{c}{c_1}$ zweier Stösse bestimmt werden und sind t_1 und t_2 die Verspätungen bei der Bestimmung des ersten, t_3 und t_4 die bei der Bestimmung des zweiten, so ist die den Versuchen entnommene Grösse σ' gleich:

$$\sigma' = \sigma \frac{1 + 0{,}0334\,(t_1 + t_2) + 0{,}00626\,(t_1^2 + t_2^2)}{1 + 0{,}0334\,(t_3 + t_4) + 0{,}00626\,(t_3^2 + t_4^2)}. \qquad (21$$

Sei $t_1 = t_2 = t$ und $t_3 = t_4 = \tau$; dann erhält man nach Ausführung der Division

$$\sigma' = \sigma\,[1 + 0{,}0668\,(t - \tau) + 0{,}01252\,(t^2 - \tau^2) + 0{,}00449\,(t - \tau)\,\tau], \qquad (22$$

oder abgekürzt

$$\sigma' = \sigma\,(1 + a). \qquad (23$$

Es werde nun mit dem erwähnten Dämpfer die Inclination bestimmt, deren wahrer Werth i sei, während in Folge der Verspätungen t bei horizontaler und τ bei verticaler Drehungsachse des Inductors der Werth i' erhalten wird. Es soll der Fehler $\varDelta i = i' - i$ gefunden werden. Gl. 23 gibt unmittelbar

$$\operatorname{tg} i' = \operatorname{tg} i\,(1 + a).$$

Hieraus

$$\operatorname{tg} i' - \operatorname{tg} i = \varDelta \operatorname{tg} i = \frac{\varDelta i}{\cos^2 i} = a \operatorname{tg} i, \text{ also } \varDelta i = \frac{a}{2} \sin 2i.$$

Setzen wir $i = 70^\circ\,42'$ und für a seinen Werth aus 22, so erhalten wir

$$\varDelta i = 0{,}3908\,(t - \tau)\,(0{,}0668 + 0{,}01252\,t + 0{,}01701\,\tau). \qquad (24$$

Vernachlässigt man die letzten zwei Glieder in der Klammer, so erhält man

$$\varDelta i = 0{,}0261\,(t - \tau). \qquad (25$$

Sei nun $t - \tau = 0{,}1$ Sec., so ist $\varDelta i = 9'$.

Die ausserordentliche Grösse dieses Fehlers, trotz der Annahme eines so kleinen Werthes für $t - \tau$, zeigt, wie bedeutend der Einfluss der Nichtrechtzeitigkeit der Stösse auf das Endresultat ist, wenn die absolute Inclination mit dem Inductions-Inclinatorium bestimmt wird. Eine Unsicherheit von einigen Minuten bei der Bestimmung jener Grösse findet somit eine genügende Erklärung.

Beiträge und Vorschläge zum Unterrichte in der Physik.

Von

M. Kuhn.

(Aus der Zeitschrift für das Realschulwesen vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Der Werth der inductiven Methode als grundlegender Vorgang beim Unterrichte ist heute allgemein anerkannt. Diese Methode hat sich besonders in der Naturlehre eine Stellung errungen, die ihr nicht leicht streitig gemacht werden kann; selbstverständlich sind bei der speciellen Durchführung des grundsätzlich Feststehenden noch mancherlei Wege möglich. Auch die Verfasser der Lehrbücher haben dem didaktischen Gebote, welches sich nach und nach immer mehr aufdrängte, gebührend Rechnung getragen. So werden in neueren Lehrbüchern an der Spitze jedes einzelnen Gebietes aus einer Reihe einschlägiger möglichst einfacher Beobachtungen und Experimente die wichtigsten Lehrsätze abgeleitet, um im weiteren Verlaufe des Lehrganges passende Verwendung zu finden oder die Grundlage zu weiteren Verallgemeinerungen zu bilden.

Es ist nicht gleichgültig, welche Erscheinung oder welches Experiment man zum Ausgangspunkte wählt. Von der Wahl der Grunderscheinung, bzw. des Fundamentalexperimentes hängt sowohl die Verständlichkeit der Grundwahrheiten als auch der weitere Aufbau der sich daran anschliessenden Lehren ab. In den naturwissenschaftlichen Lehrbüchern ist diese Wahl nicht immer ganz glücklich getroffen. Häufig klammert man sich an das, was Andere schon gebracht haben, oder man variirt bloss das Herkömmliche (siehe z. B. Elektrolyse). In gleicher Weise werden Anleitungen für das Experiment gegeben, sowie Vorrichtungen beschrieben und bildlich dargestellt, welche nicht immer als das Zweckmässigste anerkannt werden können. Zwischen dem Buchexperiment und dem wirklich beim Vortrage auszuführenden Versuche ist oft ein nicht unbedeutender Unterschied.

Endlich findet man in den Büchern nicht selten auch Darstellungsweisen und Erläuterungen der beim Experimente sich ergebenden Thatsachen, bzw. Fassungen der aus letzteren abgeleiteten Naturgesetze, mit welchen man sich nicht leicht einverstanden erklären kann.

Fast jeder Lehrer, der nur einige Zeit hindurch Erfahrungen auf dem Gebiete des demonstrativen Unterrichtes gesammelt hat, dürfte im Stande sein, Beiträge zu den oben angedeuteten Themen zu liefern. Von der Absicht geleitet, etwas zur Behebung bestehender Mängel beizusteuern, und in der Hoffnung, dass auch geringe Fortschritte nicht ganz unterschätzt werden dürften, will ich es wagen, die eine oder andere meiner Erfahrungen und speciellen Ansichten über verschiedene wichtige Gegenstände des physikalischen Unterrichtes mitzutheilen; vielleicht dürfte einiges davon interessiren und manche der geehrten Fachgenossen anregen, ähnliche Mittheilungen zu geben.

1. Elektrische Influenz.

Die Elektrisirung durch Vertheilung ist eine Grunderscheinung, und eine solche wird sie stets bleiben, welcher Art auch die damit verknüpfte Vorstellung vom natürlich elektrischen Gleichgewichtszustande sein mag. Daher hat man dieser Erscheinung beim grundlegenden Unterrichte ein ganz besonderes Augenmerk zuzuwenden. Unter den verschiedenen Vorrichtungen, welche zu den Vertheilungsversuchen dienen können, sind zwei Arten für Schulzwecke in Gebrauch gekommen, eine ältere von Biot benützte, im Wesentlichen aber schon von Canton herstammende, mit horizontalem und eine neuere von Riess angegebene, mit verticalem Vertheilungscylinder. Beide Apparate sind in der Form, in welcher sie gewöhnlich in den Büchern beschrieben und gezeichnet erscheinen und von den Mechanikern geliefert werden, nicht ganz zweckmässig, weshalb auch häufig die Klage laut wird, dass die Vertheilungsversuche nicht ganz gut gelingen oder doch wenigstens nicht jenen Grad von Verlässlichkeit gewähren, der bei Schulversuchen anzustreben ist.

Die Mängel des Vertheilungsapparates mit horizontalem Cylinder sind schon lange bekannt. Als elektroskopische Bestandtheile dieses Apparates dienen nämlich Doppelpendel, welche im unelektrischen Zustande senkrecht zur Cylinderachse, also auch senkrecht zur Richtung der vertheilenden Wirkung stehen. Wählt man die Ausschlagsebene

der Pendel parallel zur Achse (Fig. 1), was bei einem Schulapparate wegen der deutlichen Wahrnehmbarkeit der vorzuführenden Erscheinungen wohl wünschenswerth ist, so muss der Cylinder, sollen die Pendel sich nicht merklich beeinflussen, verhältnismässig lang gemacht werden. Dieses Erfordernis tritt um so mehr ein, wenn man, wie dies gewöhnlich geschieht, in Mitte des Cylinders auf einem Glasfusse befestigt und in der Mittelzone rechts und links vom Träger und nahe demselben je ein Pendelpaar anbringt, also im Ganzen vier Pendelpaare[1]).

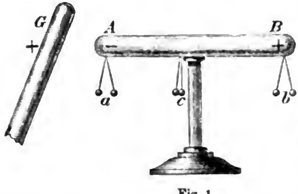


Fig. 1.

Die bedeutende Länge des Cylinders erheischt aber einen stark elektrischen Vertheiler, und ein solcher zieht die ihm zunächst liegenden Pendel stark an, so dass, abgesehen von der Störung der bloss der Influenzelektricität zukommenden elektroskopischen Wirkung, sehr leicht eine Mittheilung von Elektricität an eines der Pendel erfolgen kann. Zu einer solchen Mittheilung ist nicht einmal die Berührung des Pendels mit dem Vertheiler nothwendig; eine grössere Annäherung genügt oft schon, um diese durch Ueberspringen eines kleinen Funkens herbeizuführen. Mit der Aenderung des elektrischen Zustandes des Pendels ist aber eine derartige Aenderung im ganzen Cylinder verbunden, denn die Elektroskope müssen bei der in Rede stehenden Anordnung aus gutleitenden oder wenigstens aus halbleitenden Stoffen bestehen.

Was für einen stark elektrischen Vertheiler gilt, kommt übrigens bis zu einem gewissen Grade auch für einen schwächeren Influenzerreger in Betracht, da die Anwendung eines solchen wieder eine grössere Annäherung an den Cylinder erfordert, um eine merkliche Influenzwirkung zu erreichen.

Endlich gilt das Gesagte im Allgemeinen auch für den Fall, als die Ausschlagsebene der Pendel senkrecht zur Cylinderachse gewählt wird, obgleich sich dann, wegen der Möglichkeit der Anwendung eines kürzeren Vertheilungscylinders, manches günstiger gestaltet.

---

1) Zur oben abgedruckten Figur wurde absichtlich ein vorhandenes Cliché benützt. Hier ist nur ein mittleres Pendelpaar vorhanden. Ein solches könnte genügen, wenn es dem influirenden Körper zugewendet wird; doch dürfte es dem Träger nicht so nahe zu stehen kommen.

Es wurde im Voranstehenden immer die Verwendung von unifilar aufgehängten Kork- oder Holundermarkkügelchen oder dergleichen und ein leitendes Aufhängemittel vorausgesetzt. Diese Einrichtung, welche fast ausschliesslich bei den gewöhnlich von den Mechanikern gelieferten Apparaten sich vorfindet, hat aber ausser den vorerwähnten Mängeln nicht selten noch eine andere Unzukömmlichkeit im Gefolge. Man kann nämlich, wie dies ebenfalls oben vorausgesetzt worden ist, der Ausschlagsebene der unifilaren Pendel wohl eine bestimmte Richtung anweisen, indem man die Aufhängestellen etwas entfernt von einander wählt. Der Grösse der Distanz ist aber eine Grenze gesetzt, und da zeigt sich, wenn die Entfernung nur unbedeutend ist, dass man zwar für schwache Ladungen des Cylinders der Anforderung, die Ausschlagsebene parallel zur Achse zu richten, nachkommen kann, indem man die Aufhängestellen längs derselben anordnet, dass aber bei stärkeren Ladungen die Pendel doch quer zum Cylinder divergiren, weil letzterer ebenfalls auf sie einwirkt. Eine Bifilaraufhängung schafft diesbezüglich Abhilfe; zur Verhinderung der Annäherung gegen den Vertheiler dient sie nicht. Dagegen wird sie bei ursprünglich senkrecht zur Achse divergirenden Pendeln die Annäherung an den Vertheiler einigermassen verhindern, ist aber in diesem Falle als Mittel zur Erhaltung der Ausschlagsebene überflüssig.

Die erwähnten und etwa ähnliche Umstände, welche bei dem Vertheilungsapparat mit horizontalem Cylinder in einer dem grundlegenden Experimente abträglichen Weise sich geltend machen, dürften auch eine der Ursachen gewesen sein, warum sich der bekannte, von Pfaff begonnene Streit bezüglich der Natur der „gebundenen Elektricität“ entspann. In der That ist es mehreren Beobachtern nicht gelungen, den Versuch rein darzustellen, wie Müller im ersten Bande seines Berichtes über die neuesten Fortschritte der Physik S. 34 bemerkt, obwohl Letzterer gleichzeitig behauptet, dass derselbe „bei einiger Vorsicht, namentlich wenn der Vertheiler nicht zu stark geladen ist, nicht leicht misslingt“. Die angegebenen Uebelstände führten dahin, dass, wie Riess bemerkt, „ein einzelnes Experiment falsch gedeutet werden konnte, und dass es, indem diese Deutung einen der wichtigsten Fundamentalsätze verwirrte, selbst eine Wichtigkeit erlangt hat, die es zum Gegenstande weitläufiger Discussionen machte“ [1]). Für die Charakterisirung des in Rede stehenden Ver-

1) Dove's Repertorium der Physik (1838) Bd. 2 S. 30.

suches ist auch ein anderer Ausspruch von Riess beachtenswerth. Er sagt, nachdem er den Bericht über den citirten Streit beendet hat und bevor er zur Beschreibung seines Vertheilungsapparates übergeht[1]): „Sehr wahrscheinlich würde der Streit über die Eigenschaften der gebundenen Elektricität gar nicht stattgefunden haben, wenn sich Biot's Vertheilungsversuch Jedem leicht und unzweideutig ergeben hätte. Das Missliche des Versuches entsteht dadurch, dass die Elektricität des vertheilenden Körpers winkelrecht gegen die elektroskopischen Pendel wirkt und sie von ihrer perpendikulären Stellung ablenkt: ein Uebelstand, der vermieden wird, wenn man die Linie der Vertheilung mit der Richtung der Pendel zusammenfallen lässt."

Während Müller, wie vorhin angeführt worden ist, die zu starke Ladung des Vertheilers als den Versuchen abträglich bezeichnet, legen andere Experimentatoren wieder einen ziemlich grossen Werth auf starke Ladung desselben. Ich habe mich häufig überzeugt, dass sehr starke Ladungen störend wirken, weil sie zur Mittheilung von Elektricität Veranlassung geben. Die etwaige Benützung des Conductors einer in Thätigkeit versetzten Elektrisirmaschine möchte ich indes schon aus didaktischen Gründen nicht empfehlen, weil nach meinem Dafürhalten die Fundamentalversuche der Verwendung dieses Apparates vorangehen sollen.

Nach allem ist daher der Vertheilungsapparat mit horizontalem Cylinder für die grundlegenden Versuche, also in erster Linie für die Schulversuche nicht sehr zu empfehlen, wenigstens nicht unter allen Umständen; obgleich bemerkt werden muss, dass er in einzelnen Fällen gute Dienste leistet, besonders wenn man seine Eigenart genau kennt. Eine viel grössere Sicherheit bietet der schon oben angedeutete Apparat von Riess mit verticalem Vertheilungscylinder. Man wird vielleicht für den ersten Augenblick den Einwand erheben, es sei ganz überflüssig, die Verwendung einer Vorrichtung zu befürworten, die ohnehin seit langem im Gebrauche ist und fast in allen neueren Lehrbüchern eingeführt erscheint. Sowohl früher als auch neuestens gesammelte Erfahrungen haben indes gezeigt, dass eine diesbezügliche Erörterung doch nicht ganz zwecklos sein dürfte.

Der Apparat von Riess ist nämlich auch nicht ganz ohne Mängel, wenigstens in der Form, in welcher er vom Erfinder beschrieben und

1) a. a. O. S. 34.

die seither sowohl in bildlichen Darstellungen als auch in wirklichen Ausführungen immer wieder nachgeahmt, manchmal, wie nebenstehende Abbildung (Fig. 2) zeigt, sogar entstellt[1]) wurde. Der erheblichste Mangel besteht darin, dass das obere Pendel am oberen Ende des Cylinders befestigt ist und demnach zu weit herabreicht. Dasselbe zeigt somit bei Anwendung eines isolirenden Aufhängemittels zunächst den elektrischen Zustand der dem Kügelchen benachbarten, also einer zu tiefen Stelle an; bei Anwendung eines leitenden Fadens gibt es die Gesammtwirkung eines ausgedehnten Theiles der Cylinderfläche, ferner nimmt es diesfalls auch zu viel unmittelbaren Antheil an der Influenz. Es treten beim Apparate von Riess nach dieser Andeutung also missliche Umstände ein, welche bei jenem von Biot nicht vorhanden sind. Bei letzterem sind die Doppelpendel Elektroskope, welche den elektrischen Zustand einer bestimmten Stelle des Cylinders, nämlich der Befestigungsstelle angeben, und dies ist auch bei jeder ähnlichen Einrichtung zuerst anzustreben. Mehrfache Umfragen über Herstellung und Handhabung der betreffenden Apparate und eine Umschau in den Büchern zeigten, dass man mit wenigen Ausnahmen den bezeichneten Uebelständen nicht in einer dem Wesen des Vertheilungsversuches entsprechenden Weise begegnet ist. Wie sich herausgestellt hat, hilft man sich meist durch Anwendung sehr kurzer Pendel. Dieser Nothbehelf ist aber schon wegen der bei einem Schulversuche anzustrebenden Sichtbarkeit auf grössere Entfernung nicht empfehlenswerth.

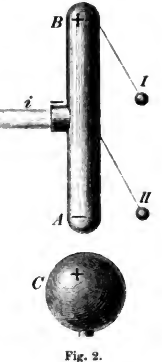


Fig. 2.

So weit ich mich seit einer Reihe von Jahren, also unter den verschiedensten äusseren Umständen, überzeugt habe, gelingen die Versuche am besten, wenn man auf den Vertheilungscylinder ein Glas- oder Ebonitstäbchen aufsetzt (Fig. 3 auf folg. Seite), welches als Träger des Pendels zu dienen hat und erforderlichenfalls, das ist z. B. wenn der Cylinder ziemlich stark ist, oben gebogen werden kann. Das Kügelchen des Pendels muss an einem isolirenden Faden hängen und darf nur so weit herabreichen, als nothwendig ist, um den Cylinder noch sicher von der Seite zu berühren. Ein leitendes Aufhängemittel würde nur

1) Auch diese Figur ist der Abdruck eines bereits vorhandenen Clichés.

den der Influenz ausgesetzten Körper verlängern und die Verwendung des Stäbchens nutzlos machen. Ich habe über diese einfache, jedoch sehr zweckmässige, von Dr. W. F. A. Zimmermann herstammende Umformung des Riess'schen Apparates[1]) auch schon öfter ausser der Schule an verschiedenen Seiten Mittheilung gemacht, einen Einfluss derselben auf die Beschreibungen in Büchern aber noch nicht erfahren[2]); hingegen construiren schon seit längerer Zeit Herr Hofmechaniker W. Hauck in Wien (IV., Kettenbrückgasse 20) und Herr Mechaniker J. Eiss in Wien (VI., Stumpergasse 10) derartig mit Ebonitstäbchen versehene Apparate. Vor kurzem ist mir auch ein solcher Apparat in die Hand gekommen, bei welchem ein mit Bronze überzogenes Hartgummistäbchen als Pendelträger diente. Mich persönlich interessirte wohl die Frage, ob die Verwendung des Ebonitstäbchens in den genannten Fällen meinen Mittheilungen entstammte, was von beiden Herren bejaht wurde, und ebenso die Frage nach der Entstehung des mir sonderbar erscheinenden Bedürfnisses, den Träger leitend machen zu wollen. Für den vorliegenden Zweck kann es jedoch nur von Interesse sein, den Mechanikern gegenüber zu betonen, dass das Ueberziehen des aufgesetzten Pendelträgers mit einer gut leitenden Schichte offenbar nur auf eine Verlängerung des Vertheilungscylinders hinausliefe[3]).

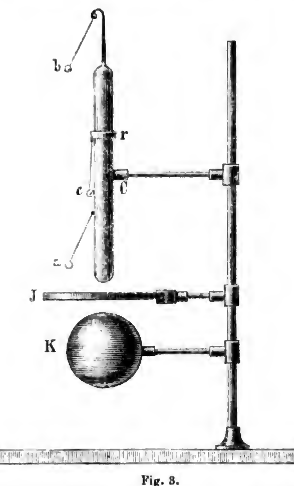


Fig. 3.

1) Man vergleiche dessen „Populäres Handbuch der Physik etc.“ (Berlin, Hempel 1856) Bd. 1 S. 35.

2) Man sehe selbst die neueren Lehrbücher von Boyman, Koppe, Krist, Münch, Pisko, Reis, Waeber etc., ferner die illustrirten Kataloge von Lenoir, Steflitschek u. A.

3) Uebrigens erhält, wie noch bemerkt werden mag, ein bronzirter Isolator, namentlich wenn die Bronzeschichte nicht sehr dicht ist, noch nicht die Fähigkeit gut zu leiten. In der That war ich mit dem bronzirten Ebonitstäbchen des genannten Apparates nicht im Stande, einen schwach elektrischen Körper zu entladen, wenn

Ein anderer Nachtheil des Riess'schen Apparates, der noch in Betracht gezogen zu werden verdiente, ist die unmittelbare Einwirkung des elektrischen Vertheilers auf die Pendelelektroskope; doch ist diese Einwirkung praktisch nicht von zu grossem Belange. Sie äussert sich häufig zunächst in einer Verringerung des Ausschlages des untersten und in zweiter Linie, bei nicht gar hohem Cylinder, in einer Verstärkung des Ausschlages des obersten Pendels. Letztere dürfte wegen der grösseren Distanz der einwirkenden Theile meist zu unbedeutend sein, um die Einfachheit der Demonstration zu beeinträchtigen; erstere hingegen kann, namentlich bei Benützung eines eigenen vertheilenden Ansammlers K, wie solche den fraglichen Apparaten gewöhnlich beigegeben sind, die Erscheinung etwas compliciren und zu Betrachtungen nöthigen, die im Interesse der Einfachheit besser zu vermeiden wären. Die letztangeführten und manche ähnliche Umstände können aber alle den Erfolg der Demonstration nicht leicht beeinträchtigen; man braucht eben nur die Eigenart des Apparates zu kennen, um zu wissen, welche Entfernung des Ansammlers vom Vertheilungscylinder bei irgend einer bestimmten Ladungsstärke des ersteren am zweckmässigsten ist.

Nicht unerwähnt möchte ich noch lassen, dass, so gut sich auch der in vorerwähnter Weise modificirte Riess'sche Apparat erweist, man doch manchmal, nämlich an besonders feuchten Tagen, besser zum Ziele gelangt, wenn der Ansammler gar nicht, sondern unmittelbar ein geriebener Harz- oder Glasstab als Vertheiler benützt wird. Es ist dann allerdings ein zweites Paar von ähnlichen Stäben zur Untersuchung der Elektricitätsart und, damit man selbst freie Hand hat, ein Assistent nothwendig; für die hier erforderliche Unterstützung ist bald jeder Schüler verwendbar. Vielleicht würde es sich sogar empfehlen, für das Experimentiren unter ganz ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen dem Apparate noch eine Ebonitkugel, welche ähnlich montirt ist wie der gewöhnliche Ansammler, und welche dessen Stelle zu vertreten bestimmt ist, sowie ein dem besonderen Zwecke angepasstes Reibzeug beizugeben.

So glaube ich nun alle Andeutungen gegeben zu haben, welche meines Wissens den Erfolg des Experimentes für alle Fälle zu sichern

ich ein Ende desselben in die Hand nahm und das andere an den Körper anlegte, selbst wenn eine Unterbrechung des Bronzeüberzuges zwischen der anliegenden und festgehaltenen Stelle nicht bemerkbar war.

geeignet sind. Ich habe sie, wie schon bemerkt, nach mehreren Erfahrungen nicht für ganz nutzlos gehalten. Kommt doch im experimentellen Unterricht viel auf das Gelingen des Versuches an, und treten doch gerade bei elektrischen Versuchen, wie ich noch bei anderer Gelegenheit zeigen werde, nicht selten ganz unberechenbare störende Nebenumstände ein, deren der Schulexperimentator augenblicklich so weit Herr werden soll, dass der beabsichtigte Zweck der Demonstration nicht beeinträchtigt werde. Der Forscher arbeitet unter günstigeren Verhältnissen, er kann sich auch den Zeitpunkt für das Experiment wählen, z. B. für elektrische Versuche einen trockenen Tag; der Schulmann experimentirt in einem mit Schülern gefüllten Saale, ein Versuch, der dem System zufolge gerade an die Reihe kommt, muss in einer bestimmten Stunde ausgeführt werden, dieser kann vielleicht im äussersten Falle nur auf eine oder zwei Stunden hinausgeschoben werden, denn der Unterricht muss fortschreiten. Das Kreideexperiment auf der Schultafel, welches bei der älteren Schulmethode so ziemlich beliebt war, würde dann noch das allerletzte Auskunftsmittel sein. Nach dieser Methode, welche heute im Allgemeinen und so gut es die Mittel erlauben als überwunden zu betrachten sein dürfte, wurden die Experimente bekanntlich zuerst nur besprochen oder etwa mit Zuhilfenahme einer Zeichnung an der Schreibtafel erläutert und dann alle oder viele derselben an einem Tage oder in mehreren auf einander folgenden Stunden erst wirklich ausgeführt — oder vielleicht auch nicht mehr vorgeführt. Ich hatte aber bei den vorausgehenden Betrachtungen stets die „wirklich experimentelle Methode“ im Auge, bei welcher der Versuch in jedem Stadium des Unterrichtsganges der Erläuterung Schritt für Schritt vorausgehen soll.

Es erübrigt nun noch, einige theoretische Bemerkungen anzuschliessen. Man hat schon vielfach Einwendungen gegen den Ausdruck „gebundene“ und „freie Elektricität“ erhoben und zwar nicht ganz mit Unrecht, doch hat man eigentlich nicht viel Besseres dafür gesetzt. Die Ausdrücke „Influenzelektricität der ersten“ und „zweiten Art“ können doch keineswegs als das Zweckmässigste gelten. Es ist uns bekannt, dass sie von Riess herstammen oder von ihm wenigstens zuerst mit Bestimmtheit vorgeschlagen und in seinem höchst schätzenswerthen Werke „Die Lehre von der Reibungselektricität“ mit einiger Consequenz angewandt worden sind.

In einem Buche, das für Leser bestimmt ist, die mit den Ele-

menten des behandelten Gegenstandes vertraut sind, mochte diese Bezeichnung immerhin am rechten Platze sein; ob sie aber in Fällen, in welchen die wichtigsten Fundamentalsätze erst vermittelt werden sollen, wie beim grundlegenden Unterrichte, das zu Vermeidende wirklich verhindert, nämlich die Vorstellung verschiedener Elektricitätsarten, ist nicht ganz sicher. Im Gegentheil dürfte die Bezeichnung „erste“ und „zweite Art“ mehr als man vielleicht anzunehmen geneigt ist, die Vorstellung von Artunterschieden hervorrufen. Die Erweckung einer solchen Vorstellung wäre um so mehr zu vermeiden, als diese zum Theil bereits den Begriff des bei der Influenz als Hauptursache ins Spiel kommenden Gegensatzes von positiver und negativer Elektricität in sich schliesst, ohne sich jedoch damit vollständig zu decken, da bald diese bald jene der beiden genannten Elektricitäten unter der „ersten Art“ gemeint sein kann. Die fragliche Bezeichnung ist ferner auch schon deshalb nicht ganz zweckmässig gewählt, weil sie das gegensätzliche Verhalten der beiden Influenzelektricitäten zur influirenden Elektricität nicht unmittelbar ausdrückt, sondern nur insofern, als es von dem Vertheilungsvorgange, der seinem Wesen nach eben auf dem Gegensatz von Anziehung und Abstossung beruht, in unserer Vorstellung überhaupt nicht trennbar ist. Die von Riess vorgeschlagene Bezeichnung ist aber auch ganz gut entbehrlich, da alle anderen Bezeichnungen, welche durch sie verdrängt werden sollen, wie „angezogene“ und „abgestossene“, „gleichnamige“ und „ungleichnamige“, „gebundene“ und „freie Elektricität“ und dergleichen, das oben erwähnte Moment des Gegensatzes zur influirenden Elektricität viel besser und unmittelbarer zum Ausdruck bringen; ja selbst die im Magnetismus üblichen Benennungen „freundlich“ und „feindlich“, welche sich in der Elektricität nicht einzubürgern vermochten, wären noch bei weitem vorzuziehen.

Bezüglich der Ausdrücke „gebundene“ oder „latente Elektricität“ sagt Riess Folgendes: „Es wäre gegen diese Bezeichnung nichts zu erinnern, wenn nicht dadurch die Vorstellung einer mit anderen als den gewöhnlichen Eigenschaften begabten Elektricität nahe gelegt und wirklich aufgefasst worden wäre. So hat man an der gebundenen Elektricität zu verschiedenen Zeiten verschiedene Eigenschaften entdecken wollen. Sie sollte gänzlich wirkungslos oder nur ihres Propagationsvermögens beraubt sein oder endlich eigenen Gesetzen folgen, die mit denen der freien Elektricität nicht zu vereinigen

sind"[1]). Dies ist die Begründung, welche Riess den oben angeführten Benennungsvorschlägen voranschickt.

Ich möchte dem Ausdrucke „gebunden" in der heute noch gebräuchlichen Bedeutung ebenfalls nicht das Wort reden, obgleich er an und für sich nicht geradezu verwerflich ist und vielleicht in einem anderen als dem üblichen Sinne noch zutreffend sein kann. Indes meine ich, dass er mindestens entbehrlich ist, ferner dass man nicht so sehr dem eingebürgerten unpassenden Worte, sondern vielmehr der eingebürgerten falschen Vorstellung an den Leib gehen müsse, was Riess nicht thut.

Die nöthigen Aufschlüsse hierfür geben einige interessante, leicht zu deutende und sehr instructive Versuche, die mit dem nach Zimmermann verbesserten Vertheilungsapparate ganz gut gelingen. Diese Versuche sind im Principe schon von Riess bekannt gegeben worden; da derselbe ihrer jedoch nur nebenbei gedenkt und ihre Beschreibung ganz allgemein gibt, so dürften sie wenig Beachtung gefunden haben. Ich werde einige ähnliche Versuche in grösserer Vollständigkeit und in ihren Einzelheiten hier vorführen.

Die nachstehenden Figuren 4—9 stellen eine Gruppe von solchen Versuchen dar. Bei den meisten derselben wurde die Einwirkung des Anlegens oder Annäherns eines isolirt gehaltenen Metallstabes von der Länge des Cylinders in verschiedenen Lagen gegen den letzteren geprüft, in einem einzelnen auch die Einwirkung eines verhältnissmässig kurzen Metallstäbchens. Die Resultate sind folgende:

1. Ein paralleles Annähern und Anlegen des Stabes (Fig. 4, A) zeigt fast keine merkliche Aenderung in dem Ausschlage der beiden Extrempendel. Manchmal bemerkt man wohl, dass das Fernpendel b ein wenig fällt, das Nähependel a dagegen etwas steigt, und dass sich erst beim Entfernen des Stabes der ursprüngliche Zustand wieder herstellt; allein diese Erscheinung ist von secundärer Bedeutung. Wird der Stab nur wenig gegen den Cylinder geneigt angelegt (Fig. 4, B oder C), so erhält man im Allgemeinen dasselbe Resultat. Durch wiederholt abwechselndes Anlegen in der Stellung B und C tritt manchmal ein langsam stufenweises Sinken von b ein.

2. Beim abwechselnden Anlegen des Stabes unter einer Neigung gegen den Cylinder von ungefähr 45° (Fig. 5, D und E) ist ziemlich deutlich ein abwechselndes Sinken und Steigen der beiden Extrem-

1) Die Lehre von der Reibungselektricität Bd. 1 S. 184.

pendel zu erkennen, und zwar ein Sinken an der berührten Stelle und ein Steigen an dem der letzteren entgegengesetzten Ende des

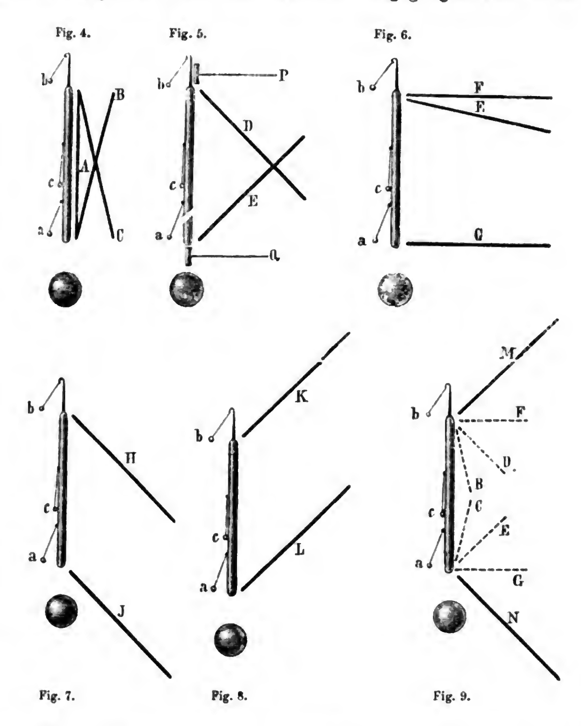


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Cylinders. Diese Erscheinung tritt desto deutlicher hervor, je mehr der Stab aus den Stellungen *D* und *E* in die Lagen *F* und *G* (Fig. 6) und weiters in die Lagen *M* und *N* (Fig. 9) und, wenn möglich, darüber hinaus an den Cylinder angelegt wird. Das Verhalten der „freien" und der „gebundenen" Elektricität ist hierbei ein fast ganz gleiches.

3. In anderer Weise combinirt, etwa nach Fig. 6, 7 und 8, geben diese Stellungen des Stabes im Allgemeinen wohl dieselbe Erscheinung, nur hat es den Anschein, als ob bei den Stellungen *F* und *G* des Stabes (Fig. 6) beide Influenzelektricitäten nahezu ein gleiches Pro-

pagationsvermögen besässen, bei den Stellungen K und L (Fig. 8) als ob die feindliche, bei den Stellungen H und J (Fig. 7) als ob sogar die freundliche oder „gebundene" Elektricität ein grösseres Ableitungsvermögen besitzen würde. Im Ganzen verhalten sich also beide Influenzelektricitäten wieder vollkommen gleich. Zu jeder Erscheinung, welche die erstere darbietet, gibt es einen analogen Fall für die letztere; die Lagen des Stabes, welche den ähnlichen Erscheinungen entsprechen, sind in Bezug auf die neutrale Zone symmetrisch zu einander.

4. Der von Riess[1]) angeführte Versuch mit einem kurzen isolirten Metallstäbchen, welches in den Lagen P und Q (Fig. 5) angelegt wird, gibt ebenfalls bei abwechselnder Berührung abwechselndes Sinken und Steigen, was Riess nur bei Anwendung von Probescheibchen und ganz kleinen Probekugeln bemerkt haben will.

5. Eine scharfe Grenze zwischen den in 1. angegebenen und den folgenden Erscheinungen ist aus leicht begreiflichen, in der relativen Grösse und in der Entfernung der einwirkenden Körper zu suchenden Gründen im voraus nicht angebbar; geringe Differenzen in der Lage des Stabes, wie F und F_1 (Fig. 6), geben das gleiche Resultat.

6. In den Fällen J, N und Q ist ganz besonders Sorge zu tragen, dass nicht eine Ausgleichung der Elektricitäten von Stab oder Stäbchen und Kugel eintrete, weshalb das gleichzeitige Verhalten des Mittelpendels wohl beachtet werden muss.

7. Ein successives Drehen des am oberen Ende des Cylinders angehaltenen Stabes aus B nach D, F, M und darüber hinaus (Fig. 9) gibt ein stetiges Sinken des Pendels b und ein Steigen des Pendels a; ein Rückdrehen bis B stellt den ursprünglichen Zustand wieder her. Die gleiche, nur bezüglich a und b inverse Erscheinung bietet sich dar, wenn der Stab am unteren Ende des Cylinders in der Stellung C angelegt und aus dieser nach E, G, N und, wenn möglich, darüber hinaus und dann wieder zurück gedreht wird.

8. Alle die erwähnten Erscheinungen treten, obwohl in verhältnissmässig minderem Grade, auch dann ein, wenn der Stab nicht an den Cylinder angelegt, sondern bloss auf eine geringe Entfernung genähert wird; sie kommen aber selbstverständlich fast ganz so wie beim Anlegen zu Stande, wenn beim Annähern des Stabes an den Cylinder ein Funken überspringt.

1) a. a. O. Bd. 1 S. 183.

9. Der Charakter der angeführten Erscheinungen bleibt im Allgemeinen derselbe, ob man den Stab nach jedesmaligem Annähern an den Cylinder oder nach jedesmaligem Anlegen an denselben und nach erfolgter Entfernung mit der Hand berührt oder nicht. In dem Grade der Wirkung ergibt sich jedoch je nach der Behandlungsweise ein merklicher Unterschied. So lässt sich, wie schon Riess im Allgemeinen bemerkte, durch wiederholtes Anlegen des Stabes an derselben Stelle ersterenfalls ein vollständiges Sinken des daselbst befindlichen Pendels und gleichzeitig ein maximales Ablenken des Pendels an der entgegengesetzten Stelle erzielen.

10. Endlich dürfte es nicht ganz überflüssig sein, zu erwähnen, dass nach erfolgter und alsbald wieder aufgehobener Berührung des Cylinders mit dem Stabe der letztere, elektroskopisch untersucht, eine der influirenden Elektricität gleichnamige oder ungleichnamige Elektricität zu besitzen anzeigt, je nachdem vorher das Fernpendel oder das Nähependel zum Sinken gebracht worden war.

Mit Rücksicht auf die voranstehenden und andere ähnliche Versuchsresultate, deren Anführung über den Zweck dieser Zeilen hinausginge, gelangt man zur folgenden Anschauung:

Befindet sich in der Nähe eines elektrischen Körpers *S* ein Leiter *T*, so wird dieser durch Influenz elektrisch, d. h. er zeigt an einer dem Körper *S* am nächsten liegenden Stelle oder auch an mehreren davon relativ am wenigsten entfernten Theilen im Vergleich zur Elektricität von *S* ungleichartige, an der von *S* am meisten entfernten Stelle oder auch an mehreren relativ am meisten entfernten Theilen gleichnamige Elektricität. Ein zweiter an *S* genäherter Leiter *U* wird in einen ähnlichen Zustand versetzt wie *T*. Ebenso wirken *T* und *U* gegenseitig auf einander ein. Bei Berührung einer oder mehrerer Stellen von *T* und *U* oder bei Annäherung auf Funkendistanz erfolgt zuerst eine Verdichtung und dann eine Neutralisirung, wenn zwei im Vergleich zu einander ungleichnamig elektrische Stellen zur Berührung oder Annäherung gelangen; dagegen erfolgt bloss eine locale beschränkte Abänderung der Anordnung und eine Dichtenverringerung der Elektricität, wenn zwei zu einander gleichnamig elektrische Stellen gegenüber zu stehen kommen. Der Endzustand nach der Berührung ist derselbe, als wenn unter gleichen Umständen der neu entstandene zusammengesetzte Leiter ursprünglich der Influenz ausgesetzt worden wäre. Jeder der beiden getrennten Leiter *T* und *U*, sowie der zusammengesetzte Leiter *TU*

erweisen sich nach Entladung von S unelektrisch, insofern nicht eine Neutralisirung auf Distanz (d. i. eine Funkenentladung nach gewöhnlicher Bezeichnungsweise) oder eine abermalige Trennung nach der durch Berührung eingetretenen Neutralisirung (d. i. eine theilweise Ableitung nach gewöhnlichem Sprachgebrauch) stattgefunden hat.

Eine consequente Anwendung dieser Anschauung auf die hier in Betracht gezogenen Fälle dürfte zur Genüge darthun, dass man alle einschlägigen Erscheinungen erklären kann, ohne von „gebundener“ oder „freier“ Elektricität sprechen zu müssen.

Von besonderem Interesse für die Anwendung auf die am häufigsten vorkommenden Fälle der Influenz, also auch für die Schule, sind die Wirkungen, die das Anlegen eines sehr langen Stabes oder eines unbegrenzten Leiters zeigt. Die hierbei eintretenden Erscheinungen würden dem äusseren Anscheine nach noch am meisten für die geringere Ableitungsfähigkeit der „gebundenen“ Elektricität im gewöhnlichen Sinne sprechen, da, wie bekannt, ein solcher Leiter unabhängig von der Ansetzstelle immer das Fernpendel, nicht aber das Nähependel zum Sinken bringt. Man braucht indes auch zur Erklärung dieser Erscheinung nicht im geringsten eine verschiedene Ableitungsfähigkeit der beiden Influenzelektricitäten anzunehmen. Es lässt sich auch in diesen Fällen alles durch Doppelinfluenz zweier Leiter und Ausgleichung der ungleichnamigen Elektricitäten an der Berührungsstelle, bzw. durch veränderte Anordnung dieser beiden Elektricitäten oder Verschiebung der neutralen Zone erklären.

Der Inhalt der vorangehenden Zeilen geht also darauf hinaus, die Verwendung des hier beschriebenen, nach Zimmermann verbesserten Apparates für Schulversuche, sowie für Fundamentalexperimente überhaupt, zu empfehlen und die consequentere Pflege der Vorstellung der elektrischen Vertheilung im Sinne der Doppel- und Vielfachinfluenz anzuregen. Die Aufstellung des Begriffes einer elektrischen Wirkungssphäre würde hierdurch natürlich ihre Berechtigung einbüssen.

(Fortsetzung folgt.)

Der „Fixator“, ein Ergänzungsapparat des Spectrometers.

Von

E. Ketteler.

Bei den von mir in Wiedemann's Annalen Bd. 12 S. 488 beschriebenen Refractionsbestimmungen wurde das Sonnenlicht dem Spectrometer mittels eines Apparates zugeführt, der einer vielfachen Anwendung fähig scheint, und auf den ich daher auch hier die Aufmerksamkeit der Physiker und Techniker hinleiten möchte.

Zur Herstellung und Verwendung homogenen Lichtes hat man bisher folgende Wege eingeschlagen:

1. Die Benutzung der natürlichen Linien der Emmissions- und Absorptionsspectren.

2. Die Erzeugung derartiger künstlicher Linien, z. B. durch Interferenz und doppelte Brechung. Zu demselben Zweck dient auch der von mir früher[1]) beschriebene Beleuchtungsapparat, der jedes beliebige Spectrum und jede beliebige farbige Lichtquelle nachzubilden vermag und diesen Zweck unter Zuziehung passender Schirme (event. Zeichnungen) bloss mittels Prismen und Linsen erreicht.

3. Um sich von der unregelmässigen Lage der erwähnten Linien unabhängig zu machen, entwirft man auf der Spaltplatte des zur Verwendung kommenden Theodoliten etc. ein objectives Spectrum und lässt successiv die Strahlen von der gewünschten Brechbarkeit in denselben eintreten. Hierbei muss die entsprechende Wellenlänge durch irgend welches besondere Verfahren gleichzeitig ermittelt werden.

4. Man kann auch das Beobachtungsfernrohr mit einem eigenen Prismensystem und einer in der Focalebene des Objectives katoptrisch oder dioptrisch erzeugten Scala versehen oder in derselben einen verschiebbaren Faden oder Spalt anbringen. Dieses letztere Verfahren ist in neuerer Zeit namentlich von Glan[2]) ausgebildet worden.

1) Ketteler, Pogg. Ann. 1870 Bd. 141 S. 604.

2) Glan, Wied. Ann. 1880 Bd. 11 S. 492.

Von den genannten vier Methoden finden naturgemäss die beiden ersten nur eine beschränkte Verwendung. Und was die beiden letzteren betrifft, so scheint mir die erstere aus Gründen, die ich gleich entwickeln will, vor der letzteren den Vorzug zu verdienen, vorausgesetzt, dass es gelingt, die Wellenlängen der benutzten Farben ein für allemal zu fixiren.

Wenn ferner bisher wenigstens diejenige Adjustirung, bei welcher die Spectrallinien der Achsenrichtung des Theilkreises parallel sind, die gebräuchlichere ist, so gibt es doch Fälle, in welchen die Kreuzung beider entschieden den Vorzug verdient. Kundt[1]) hat zu dem Ende an dem Objectiv des Fernrohres ein spitzes Glasprisma angebracht, dessen brechende Kante der Kreisebene parallel war. Denken wir uns den Kreis horizontal und den leuchtenden Spalt auf einen Punkt reducirt, so erhält man zunächst so ein verticales lineares Spectrum. Wird dann auf dem Tisch des Apparates in gewöhnlicher Weise ein Beugungsgitter oder ein aus irgend welcher Substanz bestehendes Prisma aufgestellt, so treten zu den verticalen Ablenkungen horizontale hinzu, und so entsteht eine linienförmige Curve, die meist so genannte Dispersionscurve. Will man dieselbe nicht bloss hell auf dunklem Grunde, sondern gleichzeitig und in möglichster Schärfe auch dunkel auf hellem Grunde erblicken, so empfiehlt es sich, den bisher punktförmigen Spalt auf eine passende Länge zu bringen und quer durch die Mitte desselben ein Haar zu ziehen. In Curve und Lichtband erscheinen dann die Spectrallinien als horizontale Geraden.

Offenbar ist die so erzeugte Dispersionscurve (correcter Refractionscurve) das recht eigentliche Object der Dispersionslehre, und es wird daher ein Apparat, der dieselbe in möglichst rationeller Construction zur Darstellung bringt, passend Dispersiometer genannt werden können. Ueber Ziel und Einrichtung eines solchen Instrumentes hat sich insbesondere Mousson in einem eigenen Aufsatz[2]) ausgesprochen.

Der Beleuchtungsapparat nun, den ich beschreiben werde, ergänzt jedes bessere Spectrometer zu einem vollständigen Dispersiometer, und zwar zu einem Dispersiometer mit künstlichen und daher beliebig zahlreichen und beliebig gruppirten Spectrallinien. Und da die Wellenlängen derselben, wenn einmal bestimmt, für alle Folgezeit fixirt, also jeden Augenblick verwendbar bleiben, so soll die Vor-

1) Kundt, Pogg. Ann. 1872 Bd. 145 S. 67.
2) Mousson, Pogg. Ann. 1873 Bd. 148 S. 660.

richtung in Ermangelung eines besseren Namens fortan als „Fixator" bezeichnet werden.

Je nachdem man zu seiner Herstellung ein Prismensystem mit schiefer oder gerader Durchsicht verwendet, ist die Form des Fixators eine doppelte. Dem Folgenden lege ich die einfachere geradlinige zu Grunde, die ich selber benutzt habe. Man denke sich auf einer horizontalen hochkantigen Eisenschiene von etwa 83^{cm} Länge der Reihe nach befestigt: 1. einen horizontalen Spalt mit Schraube zum Verengern, 2. ein achromatisches Objectiv von beiläufig 12″ Brennweite, in welcher sich eben der Spalt befindet, 3. einen Prismensatz à vision directe mit horizontalen brechenden Kanten, 4. ein zweites mit dem ersten gleiches Objectiv und 5. in dessen Brennweite eine kreisförmige Messingplatte mit einem etwa 60—65^{mm} langen und 8—10^{mm} breiten verticalen Schlitz. Dieser Schlitz wird ausgefüllt durch eine dünne Glasplatte, auf welcher im Abstand von $^1/_3$ bis $^1/_4$^{mm} horizontale, schmale und scharfe Linien eingeritzt sind. Sie sind von fünf zu fünf durch eng eingeschriebene Ziffern numerirt. Spalt, Prismen und Objective befinden sich in einem innerlich geschwärzten, kreisförmigen Rohre, und erfüllt den Zwischenraum zwischen dem zweiten Objectiv und der getheilten Platte ein eben solches conisches Rohr; auch die Prismen sind nach Helmholtz's Vorschrift allseitig mit schwarzer Oelfarbe gestrichen.

Die erwähnte Eisenschiene ist mittels einer langen, mit grösserer Drehscheibe versehenen verticalen Schraube um eine horizontale Achse so weit drehbar, dass die Glastheilung um die ganze Länge des Schlitzes gehoben oder gesenkt werden kann. Und da auch die Drehachse selbst um etwa 10^{mm} im gleichen Sinne soll verschoben werden können, so ruht sonach die Eisenschiene mittels zweier einander ähnlicher Schrauben auf ihrem Fussbrettchen auf. Der Vollständigkeit wegen und um dadurch dem Apparate die weiteste Verwendung zu ermöglichen, denken wir uns dieses Brettchen noch mit Hilfe von Scharnieren um 90° um ein zweites drehbar, das seinerseits auf einem passenden Stative festgeklemmt sei.

Der Spalt dieses einfachen Apparates werde jetzt durch Sonnen- oder kräftiges Lampenlicht beleuchtet. Es entsteht dann auf der Glastheilung ein verticales, objectives Spectrum, dessen etwaige natürliche Spectrallinien (wenn man es nicht vorzieht, sie durch eine kleine Verschiebung irgend eines Apparattheiles verwaschen zu machen) als den Theilstrichen parallele scharfe Linien sich darstellen. Das aus

dem Fixator austretende Licht werde weiter mit dem Spaltrohr des Spectrometers aufgefangen; von demselben sei indes die Spaltplatte abgenommen und an ihrer Stelle ein System von einem horizontalen und zwei nahe beisammen stehenden verticalen Fäden (Haaren) ausgespannt. Hat man dann Fäden und Glasplatte bis auf einen kleinen Abstand genähert, so wird man durch Drehen der Schrauben des Fixators jede beliebige Farbe in die Mitte des Gesichtsfeldes bringen, d. h. die in derselben liegenden Theilstriche als künstliche Fraunhofer'sche Linien successiv mit dem Horizontalfaden in Coincidenz bringen können. Und wenn auf dem Tischchen des Spectrometers Beugungsgitter oder Prismen von der Farbe abhängige horizontale Ablenkungen bewirken, so erscheinen die beiden Verticalfäden in der Form der entsprechenden Refractionscurve gekrümmt. Sie lassen dieselbe wieder als dunkle Linien auf einem gleichfalls gekrümmten farbigen Bande von der Breite des Schlitzes hervortreten.

Dabei möge erwähnt werden, dass ein Zwischenraum von 2^{mm} zwischen der Glastheilung und den Fäden des Collimators für eine freie Bewegung der ersteren genügt, ohne die Deutlichkeit der Theilstriche zu beeinträchtigen. Da ferner bei dem beschriebenen Arrangement genannte Fäden zum Fadenkreuz des Fernrohres völlig fest sind, so bleiben vorübergehende Erschütterungen des nicht unbeträchtlich langen Gesammtapparates ohne Einfluss auf die Messungen[1]).

Will man endlich die künstlichen Spectrallinien der Achse des Theilkreises parallel machen, so genügt ein Umlegen des Fixators um 90°. Dabei dürfte für manche Untersuchungen der von Vierordt eingeführte bewegliche Ocularspalt ungern entbehrt werden, so dass in Zukunft stets einem Ocular mit Fadenkreuz ein solches mit Spalt beigegeben werden sollte.

Um zu zeigen, welche Genauigkeit sich mittels des Fixators erzielen lässt, mögen zwei bei Sonnenlicht angestellte Beobachtungsreihen hier angeführt werden, von denen sich die erstere auf die Wellenlängen als die charakteristischen Attribute der künstlichen

---

1) Bei einem Fixator mit Prismen mit schiefer Durchsicht würden die horizontal einfallenden Lichtstrahlen wohl zweckmässig zunächst durch ein total reflectirendes Prisma vertical abwärts gespiegelt und müssten dann schliesslich horizontal austreten. Behufs Einstellung auf die einzelnen Spectrallinien würde diesmal das Spectrometer selbst gehoben und gesenkt werden müssen. Ein so hergerichteter Apparat würde aber vermuthlich mehr gegen falsches Licht geschützt sein.

Spectrallinien bezieht, während die zweite die entsprechenden Brechungsexponenten des absoluten Alkohols gibt.

Zur Ermittelung der Wellenlängen bediente man sich eines Nobert-schen Gitters, dessen Constante (Entfernung zweier Gitterstriche) 0,011302^{mm} betrug, und erhielt so (pro Collimatorfaden) ebenso viele Dispersionscurven als Seitenspectra erkennbar waren. Man brachte successiv den Durchschnitt der einzelnen Spectrallinien mit der rechts und links liegenden Curve in die Mitte des Gesichtsfeldes, bewirkte durch Drehen des Fernrohres eine Coincidenz desselben auch mit dem verticalen Ocularfaden des letzteren und brachte den halben so gewonnenen Ablenkungswinkel als Beugungswinkel in Rechnung. Der von mir benutzte Meyerstein'sche Apparat gestattete (mittels Mikroskopen) die directe Ablesung von zwei Bogensecunden.

Dem entsprechend enthält die erste Columne der folgenden Tabelle I die Nummern der Spectrallinien (Scalentheile); die beiden weiteren geben die zugehörige Wellenlänge (in Tausendsteln des Millimeters), und zwar bezieht sich die erste derselben auf den verticalen Collimatorfaden links (*L*), die zweite auf den Faden rechts (*R*). Die letzte Colume (λ) ist das arithmetische Mittel der Einzelwerthe, die mit alleiniger Ausnahme einiger Bestimmungen für 17 alle im I. Spectrum erhalten sind.

Tabelle I.
Beobachtete Wellenlängen.

	Sc.	*L*	*R*	δ	λ
A	42	0,7869*	0,7865[1]	—	0,7867*
	41	0,75548	—	—	0,75548
a	40	0,72672	—	—	0,72672
	39	0,70156	0,70140	+ 16	0,70148
B	38	0,67838	0,67887	— 49	0,67847
		0,67821	0,67843	— 22	
C	37	0,65917	0,65912	+ 5	0,65915
	36	0,64112	0,64134	— 22	0,64123
	35	0,62433	0,62422	+ 11	0,62426
	34	0,60698	0,60709	— 11	0,60704
D	33	0,59560	0,59577	— 17	0,59569
	32	0,58467	0,58451	+ 16	0,58459
	31	0,57169	0,57180	— 11	0,57181
		0,57186	0,57191	— 5	

1) Durch Zeichnung erhalten.

Tabelle I (Fortsetzung).

Sc.	*L*	*R*	*δ*	*λ*
30	0,56118	0,56044	+ 74	0,56089
	0,56086	0,56108	— 22	
29	0,55112	0,55122	— 10	0,55117
28	0,54143	0,54192	— 49	0,54170
	0,54165	0,54179	— 14	
27	0,53316	0,53306	+ 10	0,53311
E 26	0,52484	0,52452	+ 32	0,52448
	0,52419	0,52435	— 16	
b 25	0,51609	0,51641	— 32	0,51638
	0,51650	0,51652	— 2	
24	0,50941	0,50952	— 11	0,50947
23	0,50240	0,50266	— 26	0,50253
22	0,49490	0,49589	— 99	0,49572
	0,49561	0,49628	— 67	
	0,49572	0,49594	— 22	
F 21	0,48970	0,48981	— 11	0,48976
20	0,48395	0,48368	+ 27	0,48382
19	0,47818	0,47868	— 50	0,47843
18	0,47328	0,47323	+ 5	0,47326
17	0,46707 (I)	0,46830 (I)	— 33	0,46816
	0,46820 (II)	0,46815 (II)	— 14	
	0,46820 (III)	0,46824 (III)	+ 5	
16	0,46337	0,46310	+ 27	0,46324
15	0,45828	0,45817	+ 11	0,45823
14	0,45401	0,45433	— 32	0,45417
13	0,45023	0,45050	— 27	0,45037
12	0,44580	0,44601	— 21	0,44592
10	0,43824	0,43791	+ 33	0,43808
G 8	0,43156	0,43112	+ 44	0,43134
6	—	0,42368	—	0,42368

Wie man aus der Tabelle ersieht, beträgt der mittlere Fehler einige Einheiten der vierten Ziffer (einer Einheit derselben entsprechen nahezu zwei Secunden): eine Genauigkeit, die für die meisten Untersuchungen völlig genügt.

Was ferner die Messung der Brechungsindices des Alkohols betrifft, so diente dazu ein Hohlprisma von 45° brechendem Winkel, durch dessen Deckel ein feines Thermometer ging. Da die Versuchsreihe nahezu eine Stunde dauerte und während derselben die Temperatur des Prismas um 0,4° C. stieg, so sind die direct erhaltenen Zahlen zunächst mittels der Wüllner'schen Formel $\nu = \nu_0 - \varepsilon t$ auf die gleiche Temperatur von 25° C. reducirt. Um endlich die Indices

auch aus den Wellenlängen berechnen zu können, benutzte man eine recht vollständige Dispersionsformel, deren 4 Constanten mittels eines geeigneten Gruppenverfahrens aus 12 Beobachtungen abgeleitet wurden.

Tabelle II.

Brechungsindices des Alkohols.

Sc.	ν beobachtet	ν berechnet	δ	Sc.	ν beobachtet	ν berechnet	δ
41	1,35743	1,35739	+ 4	23	1,36437	1,36436	+ 1
40	1,35789	1,35788	+ 1	21	1,36506	1,36503	+ 3
39,2*	1,35820	1,35825	— 5	19	1,36570	1,36569	+ 1
37	1,35922	1,35922	0	16,8*	1,36646	1,36640	+ 6
35	1,36001	1,36004	— 3	15	1,36711	1,36702	+ 9
33	1,36087	1,36082	+ 5	13	1,36761	1,36760	+ 1
31	1,36156	1,36155	+ 1	11	1,36821	1,36826	— 5
29	1,36224	1,36226	— 2	9	1,36892	1,36888	+ 4
27	1,36294	1,36296	— 2	7	1,86946	1,36953	— 7
25	1,36370	1,36369	+ 1				

Die so gewonnenen Zahlenwerthe findet man in den entsprechenden Columnen der Tabelle II, und ergibt sich aus den beigefügten Abweichungen δ, dass die in Rede stehenden Brechungsexponenten bis auf etwa fünf Einheiten der fünften Decimale den ihnen zugelegten Wellenlängen entsprechen.

Vergleichende Beobachtungen über den Unterschied in der Spannkraft des Wasserdampfes bei verschiedenen hygroskopischen Substanzen.

Von

W. Müller-Erzbach.

In den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften zu München vom Jahre 1862[1]) findet sich eine Angabe Pettenkofer's, dass Luft durch Chlorcalcium nicht vollständig getrocknet wird. Lapeyres[2]) machte weiter die Beobachtung, dass durch wasserärmeres Chlorcalcium getrocknete Luft im Stande wäre, einem wasserreicheren Chlorcalcium von seinem Wasser zu entziehen, und Fresenius[3]) theilte mit, dass Chlorcalcium von 21% Wassergehalt bei 22° in einem Liter Luft $^2/_3$ — 1 ^{mgr} Wasser zurücklässt, welches von concentrirter Schwefelsäure noch aufgenommen wird. Fresenius verglich auch die wasseranziehende Kraft verschiedener Absorptionsmittel und fand in absteigender Abstufung die Reihenfolge P_2O_5, H_2SO_4, $CaCl_2$, $CuSO_4$, CaO. Dass die Temperatur dabei einen wesentlichen Einfluss ausübt, hob namentlich Dibbits[4]) hervor, indem er feststellte, dass dasselbe Chlorcalcium in einem Liter Luft bei höheren Temperaturen grössere Mengen von Wasserdampf unabsorbirt zurücklässt. Bei 30° blieben in einem Falle sogar über 3 ^{mgr} rückständig. Die Resultate der Herren Dibbits und Fresenius wurden mit Chlorcalcium von verschiedenem Wassergehalt erhalten und sind deshalb ohne weiteres nicht zu vergleichen, sie bestätigen jedoch die Erfahrung von Lapeyres, dass das wasserreichere Chlorcalcium weniger absorbirt.

Die nachstehend mitgetheilten Versuche sollten nun zunächst die relative Spannkraft des Wasserdampfes über gesättigten Lösungen ver-

1) II, 59.
2) Journ. f. prakt. Chem. (2) XI, 26 u. XII, 347.
3) Zeitschr. f. anal. Chem. IV, 177.
4) ebd. XV, 432.

schiedener Absorptionsmittel ergeben, und nachher versuchte ich festzustellen, welches Verhältnis in der Spannung oder der Verdichtung des Wasserdampfes diese Absorptionsmittel dann zeigen, wenn sie sehr wenig und jedenfalls weniger Wasser enthalten als zur ersten Hydratbildung nöthig ist. Die angewandten Absorptionsmittel waren Kalihydrat, Natronhydrat, Chlorcalcium, concentrirte Schwefelsäure und Phosphorsäureanhydrit. Während bei dem vorerwähnten Versuche allgemein die zu trocknende Luft über die hygroskopischen Substanzen hinwegströmte, habe ich durch Quecksilber abgesperrte oder in zugeschmolzene Glasröhren eingeschlossene Luft der Einwirkung der Absorptionsmittel ausgesetzt, weil ich dadurch mit grösserer Sicherheit den Unterschied gleichzeitig wirkender Substanzen in der Anziehung zum Wasserdampf glaubte erkennen zu können. Dabei musste ich freilich darauf verzichten, die Menge des bei den Absorptionsmitteln in einem bestimmten Raume zurückbleibenden Wasserdampfes dem Gewichte nach festzustellen. Das Absperren über Quecksilber konnte einfach so ausgeführt werden, dass Glascylinder oder Retorten 5 bis 10^{cm} tief mit dem offenen Ende in Quecksilber eingetaucht und zur Aufnahme von kleineren Glascylindern mit den Absorptionsmitteln herausgehoben wurden. Durch wiederholtes schnelles Einführen oder Herausnehmen der kleinen Cylinder wurde der Wasserdampfgehalt einer kugeligen Retorte von 2025^{ccm} Inhalt, welche einen 18^{cm} langen Hals von $2\frac{1}{2}^{cm}$ innerer Weite hatte, gar nicht merklich geändert, weil, namentlich vorn durch den Hals, das Austreten und Eintreten von Wasserdampf sehr langsam erfolgt. Das Sättigen der 2025^{ccm} Luft durch destillirtes Wasser aus einem im Halse der Retorte stehenden, nahezu 1^{cm} weiten Glascylinder erforderte in einem Falle bei 16° C. durchschnittlicher Temperatur 5 Tage, und ziemlich dieselbe Zeit auch das Austrocknen der gesättigten Luft durch Schwefelsäure. Eine grössere Retorte von 2220^{ccm} Inhalt und kürzerem, nur 12^{cm} langem Halse brauchte bei 15° zum Austrocknen und Sättigen mit Wasserdampf nicht längere Zeit. In welchem Maasse dabei der Vorgang an Intensität verliert, gibt sich deutlich in den folgenden Zahlen zu erkennen, welche beim Verdunsten des Wassers aus einem 1^{cm} weiten Glascylinder in die Retorte von 2025^{ccm} gefunden sind. Dieselbe hatte nämlich bei durchschnittlich 17° Wärme von der Gesammtmenge an Wasserdampf aufgenommen:

nach	3	Stunden	22 %
„	24	„	66
„	48	„	81
„	100	„	97
„	120	„	100

Da bei den stark hygroskopischen Substanzen, wenn sie nur wenig Wasser enthalten, die Dampfspannung dieses Wassers eine ganz geringe ist, so mussten die Versuche zum Theil sehr lange fortgesetzt werden, bevor mit Sicherheit behauptet werden konnte, was mir vorzugsweise wichtig war zu entscheiden, dass die eine oder andere Substanz stärker hygroskopisch ist.

1. Die relative Spannung des Wasserdampfes über gesättigten Lösungen von Kali, Natron und Chlorcalcium.

Die starke Contraction von Kali und namentlich Natron beim Auflösen im Wasser hatte mich auf die Annahme geführt[1]), dass das Wasser von denselben im Vergleich zu dem von anderen Lösungen sehr fest gebunden sein müsste, und diese Annahme fand ich sowohl durch die Angaben von Wüllner[2]) über die Dampfspannung bei wässerigen Salzlösungen als auch durch eigene Versuche bestätigt. Um sicher zu sein, dass die benutzten Lösungen gesättigt waren, wurde darauf gehalten, dass stets noch etwas ungelöste feste Substanz vorhanden war.

Da die Dampfspannung bei den meisten meiner Versuche zu gering war, um sie und namentlich den Unterschied derselben in verschiedenen Fällen direct zu bestimmen, so suchte ich, wie oben bemerkt, den Unterschied in der Spannung dadurch festzustellen, dass ich die zu untersuchenden Substanzen in zwei an einer Seite offenen Glascylindern innerhalb eines von der äusseren Luft abgeschlossenen Raumes auf einander einwirken liess und aus den Gewichtsveränderungen der Glascylinder auf das Eintreten oder Austreten von Wasserdampf schloss. Auf diese Weise wurde beobachtet, dass bei 17° C. die Natronlösung dem Kali in 7 Tagen einmal $1\frac{1}{2}$ mgr, in einem zweiten Versuche in 26 Tagen bei 15° C. 8 mgr Wasserdampf entzog. Chlorcalciumlösung verlor in verschiedenen Versuchen und ungleich grossen Röhren an

1) Abhdl. nat. Ver. Bremen (1879) VI, 343.
2) Pogg. Ann. CX, 564.

Kali in 6 Tagen 8^{mgr} und in 15 Tagen 42^{mgr}, an Natron in 7 Tagen 30^{mgr}. Die Gewichtsveränderungen waren ziemlich genau der Zeit proportional, wie sich bei der mit der Temperatur nur wenig veränderten Dampfspannung erwarten liess. Es ergab sich demnach nach der Dampfspannung für die gesättigten Lösungen in allen Versuchen die gleiche Reihenfolge: Natron, Kali und Chlorcalcium. Dieselbe stimmt mit der Reihenfolge der Contractionen vollständig überein, denn nach den Angaben von Dalton, Lowitz und Gerlach berechnen sich die Contractionen für gesättigte Lösungen von Natron, Kali und Chlorcalcium auf 0,126—0,125 und 0,086. Auch im festen Aggregatzustand zeigen die drei Absorptionsmittel nach ihrem Wassergehalt verschiedene Dampfspannung[1]), und es konnten z. B. aus einer Retorte von 2025^{ccm} durch festes Natron mit geringem Wassergehalt der Luft noch 1½^{mgr} Wasserdampf entzogen werden, nachdem sie vorher bei 18° durch Chlorcalcium von 28% Wassergehalt getrocknet war. Das angewandte Chlorcalcium hatte demnach eine um 0,75^{mm} grössere Spannkraft. Dabei wurde in einem Falle ein interessanter Vorgang beobachtet. Chlorcalcium wurde in einer Glasröhre der freien Luft ausgesetzt, um über 2 Moleküle Wasser, bis 28% aufzunehmen. Dieses Chlorcalcium verlor in der durch Aetznatron ausgetrockneten Retorte an 2 Liter Luft, in 28 Stunden 3^{mgr}, um dann in den folgenden 4 Tagen in derselben Retorte wieder 1½^{mgr} schwerer zu werden. Es hatte sich demnach zuerst an der Luft eine äussere Schicht von wasserreicherem Chlorcalcium gebildet, welches Wasser in die Retorte verdampfen liess; nur ganz langsam hatte dann die äussere Schicht Wasser an die übrige Masse abgegeben, so dass schliesslich die Dampfspannung auch in dieser Schicht wieder abnahm und aus der Retorte Wasser absorbirt wurde. Daher muss man jedenfalls mit dem Ablesen einige Zeit warten, wenn man erheblichere Mengen von Wasserdampf durch Chlorcalcium entfernen will oder wenn man dasselbe wiederholt zum Trocknen benutzt.

2. Die relative Spannkraft des Wasserdampfes über Absorptionsmitteln, die weniger Wasser enthalten als zur ersten Hydratbildung erforderlich ist.

Dass man die Aufnahme von Wasser von den drei bisher genannten Absorptionsmitteln nicht als eine Bildung von wassergesättigten

1) Abhdl. nat. Ver. Bremen (1879) VI, 345.

neben wasserfreien Partikeln auffassen dürfte, hatten bereits die zuletzt erwähnten Versuche ergeben. Zwischen der wasserfreien Substanz und ihrer gesättigten wässerigen Auflösung sind Zwischenstufen wasserhaltiger Verbindungen zu unterscheiden, welche das Wasser mit grösserer oder geringerer Festigkeit gebunden halten, und es sollte nun festgestellt werden, welchen Unterschied die hygroskopischen Substanzen würden erkennen lassen für das erste Molekül Wasser, mit welchem sie sich verbunden haben. Sie wurden deshalb mit weniger als einem Molekül Wasser verbunden der gegenseitigen Einwirkung ausgesetzt, und es sind auf diese Weise untersucht das Anhydrit der Phosphorsäure, Schwefelsäure vom specifischen Gewicht 1,84, Kalihydrat, Natronhydrat und Chlorcalcium.

Phosphorsäureanhydrit und concentrirte Schwefelsäure. In einer durch Quecksilber abgesperrten Atmosphäre hatte in 102 Tagen bei einer Durchschnittstemperatur von ungefähr 11° C. das Anhydrit 1 mgr, die Schwefelsäure ½ mgr an Gewicht zugenommen. Diese Zunahme muss dem in dem absperrenden kleinen Glascylinder bei wiederholten Wägungen eingedrungenen Wasserdampf zugeschrieben werden, welcher demnach von der Phosphorsäure etwas lebhafter aufgenommen wurde. Dass die Spannkraft des Wasserdampfes über einer dieser Säuren bei der herrschenden Temperatur irgend merklich grösser gewesen wäre, muss wegen der langen Dauer des Versuchs entschieden in Abrede gestellt werden. Dibbits fand zwar in einem Versuche, dass 30 Liter bei 10° durch Schwefelsäure getrockneter Luft 0,6 mgr an Phosphorsäureanhydrit verloren, aber in anderen Fällen verlor auch das Anhydrit Wasser an die mit Schwefelsäure getrocknete Luft.

Phosphorsäureanhydrit und Kalihydrat. In einer zugeschmolzenen Glasröhre befanden sich zwei einerseits offene Glasröhren mit den beiden Absorptionsmitteln, das Kalihydrat war bei Rothgluth entwässert und dann mit 2,6% Wasser versetzt, doch so, dass nach der offenen Seite der Glasröhre eine Schicht von dem entwässerten Kali das andere bedeckte. Trat nun durch diese Schicht hindurch Wasserdampf aus, so war seine Spannkraft beim Kalihydrat jedenfalls grösser als bei der Phosphorsäure. Der Versuch dauerte in einem auch während des Winters nicht geheizten Zimmer 340 Tage, die Röhre mit Kali hatte ihr Gewicht dabei nicht verändert, die andere war fast 1 mgr schwerer geworden. Auch hier war demnach dem Kali kein Wasser entzogen. Festes Kali von grösserem Wassergehalt als der

Formel $K_2H_2O_2 + H_2O$ entspricht, nämlich von $19^1/_3$%, verlor dagegen während des Sommers in 136 Tagen 22 ^{mgr} an das Phosphorsäureanhydrit.

Phosphorsäureanhydrit und Natronhydrat. Beim Absperren über Quecksilber verlor Natronhydrat mit 4,4 % Wasser an Phosphorsäure in 78 Tagen vom April bis Juni 4 ^{mgr}.

Phosphorsäureanhydrit und Schwefelsäure mit Chlorcalcium. Chlorcalcium von der Formel $CaCl_2 + H_2O$ würde 14 %, von der Formel $CaCl_2 + 2H_2O$ $24^1/_2$% Wasser enthalten, und es wurde deshalb wasserärmeres Salz verwandt. An concentrirte Schwefelsäure gab ein solches mit 5,6 % Wasser in 77 Tagen bei einer Durchschnittstemperatur von ungefähr 15° 6 ^{mgr} ab, ein anderes mit 8 % Wasser in 111 Tagen während des Sommers an Phosphorsäure 11 ^{mgr} und in einem anderen Versuch 6 ^{mgr}. Um einen Anhalt zu haben für die Beurtheilung des Unterschiedes in der Spannkraft des Wasserdampfes über der Phosphorsäure und dem Chlorcalcium wurde nach dem vorletzten Versuche die Röhre mit dem Anhydrit 1 Stunde lang an die freie Luft gelegt, nachdem die Spannkraft des in der letzteren vorhandenen Wasserdampfes zu 10 ^{mm} bestimmt war. Dabei nahm das Anhydrit 4 ^{mgr} Wasser auf; in 111 Tagen der Zeit des Versuchs wären das 10656 ^{mgr}, und es würde sich daher für den absorbirten Wasserdampf innerhalb der zugeschmolzenen Glasröhre eine Spannkraft von 0,01 ^{mm} Quecksilber ergeben, wenn man voraussetzen darf, dass die Absorption der Dampfspannung in diesem Fall proportional ist. Dabei wäre die gefundene Zahl noch als ein Maximum anzusehen, weil die Phosphorsäure in der Glasröhre in der Nähe der Oeffnung bei der schnellen Aufnahme von 4 ^{mgr} Wasser bald in der obersten wasserreichen Schicht schwächer absorbirt.

Kalihydrat und Natronhydrat. Natronhydrat mit 1,8 % Wasser verlor in 136 Tagen von März bis August an Kali 5 ^{mgr}. In einem anderen Falle verloren 0,743 ^{gr} Natron mit $11^1/_2$ ^{mgr} oder $1^1/_2$% Wasser in 341 Tagen 11 ^{mgr}, also die ganze Wassermenge, an 0,347 ^{gr} Kali mit $3^1/_2$% Wasser. Die Röhre mit Kali war dabei beinahe 12 ^{mgr} schwerer geworden, so dass die Gewichtsveränderungen gut übereinstimmten. In beiden Röhren war eine Schicht von ganz entwässertem Alkali oben aufgelegt. Aetznatron kann demnach durch Aetzkali in einer zugeschmolzenen Glasröhre vollständig entwässert werden. Gegenüber den gesättigten Lösungen zeigen

die beiden festen Alkalien in der Anziehung zum Wasser gerade das entgegengesetzte Verhalten.

Kalihydrat und Chlorcalcium. Kalihydrat mit 2,2% Wasser entzog einem Chlorcalcium mit 3% Wasser in 346 Tagen 6^{mgr} Wasser. Die Kaliröhre zeigte nachher in einer Atmosphäre von 5,3^{mm} Dampfspannung auf 24 Stunden berechnet eine Zunahme von 10^{mgr}, so dass unter der früheren Voraussetzung die Differenz in der Dampfspannung über Kali und Chlorcalcium 0,009^{mm} betragen würde, also etwas weniger als für Phosphorsäureanhydrit und Chlorcalcium.

Natronhydrat und Chlorcalcium. Natron mit 3,4% Wasser in eine Glasröhre mit Chlorcalcium von 9% Wassergehalt eingeschlossen wurde in 136 Tagen 1^{mgr} schwerer, während das Chlorcalcium 1½^{mgr} verloren hatte. Die Spannkraft des Wasserdampfes ist demnach für beide nicht wesentlich verschieden.

Die wichtigeren Resultate der Untersuchung können nach den vorstehenden Mittheilungen in Folgendes zusammengefasst werden:

1. Für gesättigte Lösungen findet man in derselben Reihenfolge Natron, Kali und Chlorcalcium eine Zunahme in den Dampfspannungen und eine Abnahme in den Contractionen.
2. Phosphorsäureanhydrit, concentrirte Schwefelsäure und entwässertes Kalihydrat zeigen in der Anziehung zum Wasser keinen wesentlichen Unterschied.
3. Aetznatron und Chlorcalcium von geringem Wassergehalt unterscheiden sich von einander nur wenig in der Anziehung zum Wasser, aber sie binden es nicht so fest als Phosphorsäure und Kali.
4. Natronhydrat kann durch Absperren mit Kalihydrat vollständig entwässert werden.
5. Der Unterschied in der Spannung des Wasserdampfes über dem Anhydrit der Phosphorsäure und fast wasserfreiem Chlorcalcium beträgt nur einen kleinen Bruchtheil eines Millimeters Quecksilber.

Kleinere Mittheilungen.

Vorlesungsversuche.

Von

Dr. G. Krebs.

1. Dämpfung einer Magnetnadel. Um die Dämpfung einer Magnetnadel, welche ober- oder unterhalb einer Kupferplatte schwingt, zu zeigen, kann man sich des Apparates Fig. 1^a und 1^b bedienen. Ein runder Messingstab *m* (Fig. 1^a) steht auf einem Grundbrett mit drei Stellschrauben; an dem Stabe lässt sich eine Kupferscheibe *kk* auf- und abschieben und in beliebiger Höhe mittels der Schraube *s* feststellen. Die Stange *m* trägt in der Mitte eine Spitze *p*, auf welche man eine (stark magnetische) Nadel aufsetzen kann, sowie seitlich einen schmalen, horizontalen Zeiger *zz'*, welcher etwas kürzer als die Nadel ist. Auf der Kupferscheibe sind zwei senkrecht auf einander

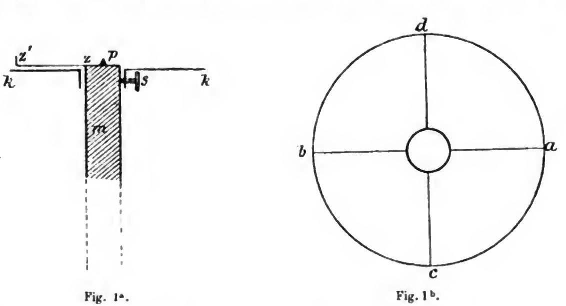


Fig. 1^a. Fig. 1^b.

stehende Durchmesser *ab* und *cd* (Fig. 1^b) markirt. Man schiebt zuerst die Kupferscheibe so hoch, dass sie unmittelbar unter der Nadel sich befindet (Fig. 1^a), und dreht den Apparat so, dass die Nadel die Richtung des Durchmessers *cd* und der Zeiger *zz'* die des Durchmessers *ab* einnimmt. Bewegt man nun die Nadel aus ihrer Lage,

bis ihre Spitze das aufgebogene Ende z' des Zeigers berührt, und lässt sie dann los, so kommt sie in viel kürzerer Zeit zur Ruhe, als wenn die Kupferscheibe tief heruntergelassen ist.

Sind an dem Rande der Kupferscheibe an drei um je 120° entfernten Punkten drei nach oben gebogene Stifte angebracht, auf welche man noch eine zweite Kupferscheibe auflegen kann, wenn die erste möglichst hoch gestellt ist, so kommt die Nadel beim Schwingen noch rascher zur Ruhe, da sie jetzt zwischen zwei Kupferscheiben sich bewegt. Man thut gut, die Nadel frisch zu magnetisiren, wenn man nach längerer Zeit wieder einen Versuch mit ihr macht.

2. Bewegung einer Magnetnadel durch eine andere. Es wird hin und wieder angegeben, dass eine Multiplicatornadel einen Ausschlag zeige, wenn man die Nadel eines anderen Multiplicators, dessen Klemmschrauben mit denen des ersten durch Drähte verbunden sind, in Bewegung setze. Mittels zweier gewöhnlicher Multiplicatoren gelingt der Versuch nur höchst unvollkommen oder gar nicht; es ist eben nothwendig, dass der Multiplicator, dessen Nadel willkürlich in Bewegung gesetzt wird, ziemlich stark magnetisch sei, da er sonst in den Windungen zu schwache Ströme erzeugt, als dass die Nadel des anderen Multiplicators abgelenkt würde. Statt eines gewöhnlichen Multiplicators nimmt man deshalb besser ein etwa 20^{cm} langes, 3^{cm} breites und 3^{cm} hohes, mit nicht zu dünnem Draht ($^1/_2 - 1^{mm}$) umlegtes Holzkästchen, welches in der Mitte eine verticale Achse hat; an dieser Achse ist ein etwa 18^{cm} langer und 2^{cm} breiter Magnetstab in seiner Mitte drehbar befestigt. Die Drahtenden des Kästchens verbindet man mit den Klemmschrauben eines gewöhnlichen Multiplicators durch lange Drähte und stellt den Magnetstab senkrecht auf die Längsrichtung des Kästchens. Dreht man nun den Magnetstab rasch um 180° nach der einen oder anderen Richtung, so schlägt die Nadel nach der einen oder anderen Seite bis an die Hemmung aus. Lässt man den Magnetstab rasch um seine Achse rotiren, so zuckt die Nadel nur hin und her; sie entfernt sich dabei um so weniger vom Nullpunkt (nach rechts und links), je rascher der Stab rotirt.

3. Hemmung der Bewegung einer sich drehenden Kupferscheibe durch einen Magnet. Die Apparate, welche in den Lehrbüchern angegeben zu werden pflegen, um die Hemmung eines sich bewegenden Leiters durch einen in der Nähe befindlichen Magnet zu zeigen, sind meist ziemlich gross und kostspielig; freilich

haben dieselben aber auch den Vortheil, dass sie nicht bloss die Hemmung der Bewegung, sondern auch die dadurch entstehende Wärme bemerklich machen.

Handelt es sich bloss um Constatirung der Bewegung, so kann man sich einer sehr einfachen Vorrichtung bedienen. In jedem Cabinet befindet sich ein Uhrwerk, um Sirenenscheiben rotiren zu machen; steckt man nun auf die Achse statt einer Sirenenscheibe eine dünne Kupferscheibe und lässt dieselbe rotiren, so kann man sie fast zum Stillstand bringen, wenn man einen Hufeisenmagnet so einschiebt, dass die Kupferscheibe zwischen dessen Polen sich bewegt. Es gibt kleine, höchstens 10^{cm} lange, aus drei Lamellen bestehende, relativ starke Hufeisenmagnete, deren Pole ziemlich nahe beisammen stehen, welche trotz ihrer Kleinheit die Kupferscheibe fast zur Ruhe bringen. Entfernt man den Magnet, so kommt die Scheibe wieder in raschere Bewegung.

Um die Verlangsamung der Bewegung durch den Magnet deutlich sichtbar zu machen, klebt man an den Rand der Kupferscheibe an einer Stelle ein rundes Blättchen weissen Papieres von etwa $\frac{1}{2}^{cm}$ Durchmesser, welches als Beobachtungspunkt für das Auge dienen soll.

Ueber Volumgewicht und specifisches Gewicht.

Von

Dr. G. Krebs.

Nachdem die Chemiker den Ausdruck „Volumgewicht" allgemein in dem Sinne gebrauchen, wie früher der Ausdruck „specifisches Gewicht" gebraucht worden ist, während in den physikalischen Lehrbüchern meist noch der ältere Ausdruck beibehalten wird, ist ein unangenehmer Zwiespalt, wenn auch nur in der Ausdrucksweise, innerhalb des physikalischen und chemischen Unterrichts eingerissen, und es dürfte sich empfehlen, dem ein Ende zu machen.

Gegen den in der Chemie bereits durchweg eingebürgerten Ausdruck „Volumgewicht" ist an sich nichts einzuwenden, und den Ausdruck „specifisches Gewicht" könnte man weiterhin in einem etwas anderen Sinne, in welchem er übrigens auch bisher schon hie und da gebraucht worden ist, verwenden; auch vermeidet man auf diese Art die Zweideutigkeit, welche in manchen chemischen Büchern insofern vorkommt, als man sagt: Volumgewicht oder specifisches Gewicht.

Ohne übrigens viele Worte über eine so einfache Sache zu machen, stellen wir einfach folgende Definitionen auf:

1. Unter Volumgewicht eines Körpers versteht man die Zahl, welche angibt, wie viel mal ein Körper schwerer ist als ein gleiches Volumen eines Vergleichungskörpers, wie Wasser, Luft, Wasserstoff.

2. Unter specifischem Gewicht eines Körpers versteht man das Gewicht der Volumeinheit desselben.

Es stimmt dann auch der Begriff „specifisches Gewicht“ besser mit „specifischem Volumen“, d. i. Volumen der Gewichtseinheit, und „specifischem Druck“, d. i. Druck auf die Flächeneinheit, überein.

Bei Erörterung der Gesetze der Dämpfe pflegt man in den Büchern zwischen „specifischem Gewicht“ und „Dampfdichte“ zu unterscheiden. Nach den aufgestellten Definitionen müsste man von Volumgewicht und specifischem Gewicht reden; der Ausdruck Dampfdichte fiele dann ganz weg; es ist dies um so besser, als man unter Dichte nicht das Gewicht, sondern die Masse der Volumeinheit zu verstehen pflegt.

Wir fügen, obwohl es eigentlich überflüssig ist, folgende Beispiele an:

Das Volumgewicht des gesättigten Wasserdampfs von 100° C. (verglichen mit Luft von 100° C. und 1 Atmosph.) ist 0,640.

Das specifische Gewicht des gesättigten Wasserdampfs von 100° C. (1 Liter) ist 0,605 gr.

Volumgewicht des Sauerstoffs (Luft = 1) ist 1,108.

„ „ „ (Wasserstoff = 1) ist 16.

Specifisches Gewicht des Sauerstoffs (1 Liter) ist 1,4336 gr, oder 16 Krith, wenn man unter Krith das Gewicht von 1 Liter Wasserstoff bei 0° und 760 mm Druck (= 0,0896 gr) versteht.

Specifisches Gewicht der Luft (1 Liter) ist 1,2932 gr.

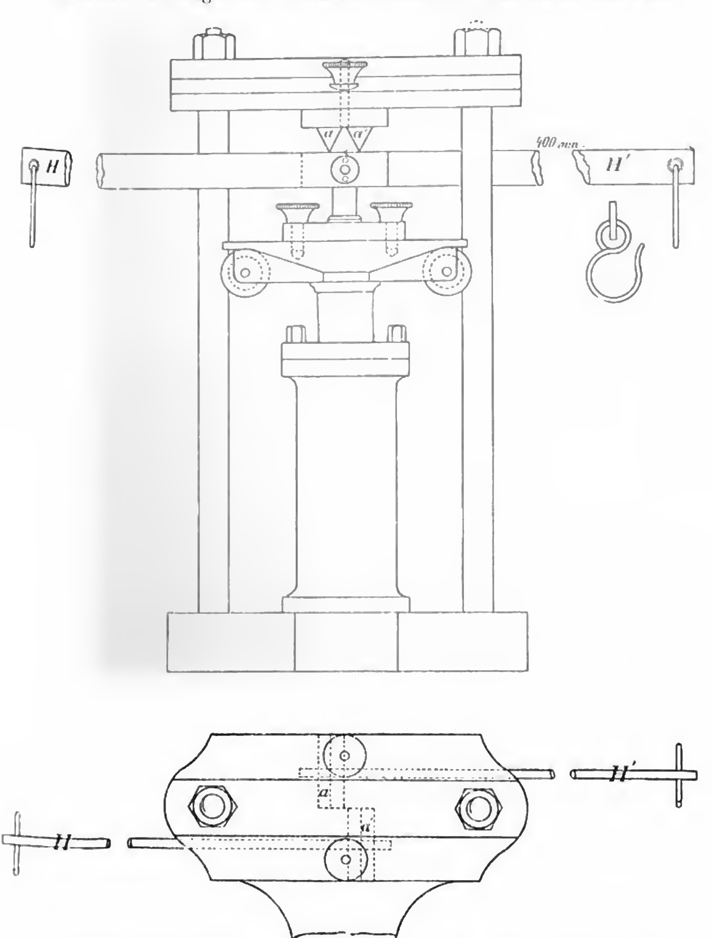
Hebelvorrichtung zur Messung des effectiven Drucks hydraulischer Pressen.

Von

H. Köpping, Mechaniker in Nürnberg.

Für hydraulische Pressen zum Gebrauch beim Experimentalunterricht in der Physik habe ich eine Hebelvorrichtung construirt, welche zur Darstellung des effectiven Drucks genauer und ersichtlicher ist als das blosse Zerbrechen, Verbiegen und Pressen von mehr oder weniger harten Gegenständen. Dieselbe besteht aus zwei um je eine Achse drehbaren Hebeln, welche zur Erhaltung des Gleichgewichts der

Presse einander gegenüber stehen. Die Enden dieser Hebel sind mit Haken zum Anhängen von Gewichten versehen. Das Ganze mit einer



eisernen Platte verbunden, lässt sich mittels zweier Schrauben an die Platte des Druckkolbens der Presse befestigen. In derselben Weise sind

an die obere Platte der hydraulischen Presse zwei Achsen in horizontaler Entfernung von 10^{mm} von je einer Drehlinie der beiden Hebel angebracht. Wird nun der Druckkolben mit dem daran befindlichen Hebelwerk so weit in die Höhe gepumpt, dass durch Anstoss der oberen Achsen auf die Hebel letztere mit den darangehängten Gewichten bis in horizontale Lage gehoben werden, so lässt sich der Druck, da jeder Hebel genau 40fach wirkt, für vorstehenden Zweck ziemlich genau bestimmen.

Bei einer kürzlich von mir angefertigten hydraulischen Presse habe ich an je einem Hebel 11^{kgr} angehängt und so den Druck von ca. 18 Centner erhalten. Denn $11 \cdot 40 = 440$ und doppelt genommen $= 880^{kgr}$; hierzu 25^{kgr} Druck durch die Schwere beider Hebel ohne Gewichte ist gleich einem Druck von 905^{kgr}.

Monatmittel der magnetischen Declination, Inclination und Intensität zu Pawlowsk bei St. Petersburg im Jahre 1879.

(H. Wild, Annalen des Physikalischen Centralobservatoriums, Jahrgang 1879.)

1879	Declination W.	Horizontal-Intensität	Vertical-Intensität	Total-Intensität	Inclination
Januar	1° 4,50′	1,6371	4,6706	4,9492	71° 41,03′
Februar	4,43	1,6375	4,6745	4,9530	41,66
März	3,82	1,6372	4,6750	4,9534	41,98
April	3,42	1,6372	4,6739	4,9523	41,73
Mai	3,23	1,6376	4,6742	4,9528	41,52
Juni	2,61	1,6374	4,6718	4,9504	41,11
Juli	2,05	1,6374	4,6720	4,9506	41,15
August	2,02	1,6371	4,6730	4,9515	41,58
September	1,04	1,6365	4,6735	4,9517	42,09
October	0,60	1,6372	4,6737	4,9522	41,68
November	0,02	1,6376	4,6746	4,9531	41,62
December	0° 59,36′	1,6372	4,6747	4,9531	41,90
Jahr	1° 2,26′	1,6372	4,6735	4,9519	71° 41,59′

Literatur.

Greenwich Magnetical and Meteorological Observations 1879.
K. R. Koch und **Fr. Klocke**, Ueber die Bewegung der Gletscher. 2. Mittheilung. S. A.
J. Mielberg, Beobachtungen der Temperatur des Erdbodens im Tifliser Physikalischen Observatorium im Jahre 1880. Tiflis 1881.
Reports on the Total Solar Eclipses of July 29, 1878, and January 11, 1880. Issued by the United States Naval Observatory. Washington, Government Printing Office.
Herm. Struve, Fresnel's Interferenzerscheinungen, theoretisch und praktisch bearbeitet. Dorpat.
Herm. Tammen, Definition und experimentelle Bestimmung einer neuen Constanten der Elasticitätstheorie. Leipzig, Teubner.

Elektrodynamische Widerstandsmessungen nach absolutem Maasse.

Von

W. Weber und **F. Zöllner.**

(Aus den Berichten der k. sächs. Gesellschaft der Wissenschaften von den Herren Verfassern mitgetheilt.)

(Mit Tafel IX.)

I.

Ueber die Bedeutung und den praktischen Gebrauch absoluter Maasse in der Physik im Allgemeinen und der Elektrodynamik im Besonderen.

Alle mechanischen Vorgänge in der Natur, welche mit Hilfe physikalischer Instrumente der messenden Beobachtung unterworfen werden können, erfordern die Feststellung dreier Grundmaasse für drei unabhängige Grössen, nämlich für die Zeit, den Raum und die Masse. Zur Vereinfachung physikalischer Forschungen ist es nun sehr wesentlich, für die verschiedenen einer Messung zu Grunde liegenden Grössenarten nicht mehr eigene, von einander unabhängige Grundmaasse einzuführen als unumgänglich nöthig sind, so dass alle anderen Maasse aus diesen wenigen nothwendigen Grundmaassen abgeleitet werden. Aus diesem Grunde werden in der Mechanik bloss für Zeiträume, Linien und Massen Grundmaasse aufgestellt; die Maasse aller anderen in der Mechanik betrachteten Grössenarten werden aus diesen drei Grundmaassen abgeleitet und heissen dann absolute Maasse. Zum Beispiel werden keine Grundmaasse für die Geschwindigkeit und Dichtigkeit aufgestellt, sondern es werden absolute Maasse dafür gebraucht, welche auf jene drei Grundmaasse zurückgeführt werden können. Ebenso werden die Maasse für die bewegenden und für die absoluten Kräfte, für die Drehungsmomente, Trägheitsmomente, Nutzeffecte u. s. w. nach bekannten Gesetzen auf jene Grundmaasse zurückgeführt. Aus demselben Grunde wird ferner auch für den Magnetismus kein eigenes unabhängiges Grundmaass eingeführt,

sondern man hält sich an das absolute Maass, welches Gauss für den Magnetismus aus den drei Grundmaassen der Mechanik, nämlich der Secunde als Zeiteinheit, dem Millimeter als Längeneinheit und dem Milligramm als Masseneinheit, in seiner Abhandlung: *Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata* (Göttingen 1833) abgeleitet hat. Gauss setzt gleich in der Einleitung dieser Abhandlung die von ihm gewählten absoluten Maasseinheiten mit folgenden Worten fest:

„*Quo igitur hanc mensuram ad notiones distinctas revocare possimus, ante omnia circa tria quantitatum genera unitates stabilire opportet, puta unitatem distantiarum, unitatem massarum ponderabilium, unitatem virium accelatricium. Pro tertia accipi potest gravitas in loco observationis, quod si minus arridet, insuper accedere debet unitas temporis, eritque nobis vis acceleratrix ea* = 1, *quae in unitate temporis mutationem velocitatis corporis in ipsius directione moti unitati aequalem gignit. His ita intellectis, unitas quantitatis fluidi borealis ea erit, cujus vis repulsiva in aliam ipsi aequalem in distantia* = 1 *positam aequivalet vi motrici* = 1, *i. e. actioni vis acceleratricis* = 1 *in massam* = 1 *idemque de unitate quantitatis fluidi australis valebit: in hac determinatione manifesto tum fluidum agens, tum fluidum in quod agitur, in punctis physicis concentrata concipi debent.*"

Entsprechend dieser Definition ist z. B. das Maass für die Stärke des Erdmagnetismus oder der erdmagnetischen Kraft an irgend einem Orte das nach absolutem Maasse ausgedrückte Drehungsmoment, welches der Erdmagnetismus auf einen an diesem Orte befindlichen Magnetstab ausübt, wenn letzterer die absolute Einheit von Magnetismus enthält und seine magnetische Achse mit der Richtung des Erdmagnetismus an diesem Orte einen rechten Winkel macht[1]).

Nach dem von Gauss definirten Systeme der absoluten Maassbestimmung würde sich für die Grösse der absoluten Masseneinheit der ponderablen Materie die folgende Definition ergeben:

Die absolute Masseneinheit der ponderablen Materie ist diejenige Masse, welche, wenn sie auf eine ihr

1) „Resultate aus den Beobachtungen des Magnetischen Vereins im Jahre 1840" von Gauss und Wilhelm Weber, und Elektrodynamische Maassbestimmungen insbesondere Widerstandsmessungen von Wilhelm Weber: Abhandl. der k. sächs. Gesellsch. d. Wissensch. Bd. 1 (1852) S. 219.

gleiche Masse eine Secunde lang aus der Entfernung eines Millimeters einwirkt, eine relative Geschwindigkeit beider Massen von einem Millimeter erzeugt.

Berechnet man mit Benutzung der von Cavendish, Reich u. A. über die mittlere Dichtigkeit der Erde angestellten Messungen die der obigen Definition entsprechende Masse, so ergibt sich der Werth von 15,1882 ^{kgr}[1]). Die Unsicherheit der zur Bestimmung der Dichtigkeit der Erde bis jetzt verfügbaren Maassmethoden macht jedoch die praktische Anwendung dieser absoluten Masseneinheit illusorisch und lässt bis jetzt die in einem gemessenen Volumen enthaltene Menge eines bekannten und allgemein verbreiteten Stoffes (Wasser) als die einzige brauchbare Methode zur Feststellung einer Masseneinheit erscheinen.

Für die Elektrostatik ergibt sich als Einheit der Elektricitätsmenge nach absolutem Maasse entsprechend den obigen Bestimmungen die folgende Definition:

> Die elektrostatische Einheit ist diejenige Elektricitätsmenge, welche, wenn sie auf eine ihr gleiche Elektricitätsmenge von derselben Art, die fest mit der Masse eines Milligrammes verbunden ist, eine Secunde lang aus der Entfernung eines Millimeters einwirkt, jener ponderablen Masse eines Milligrammes eine Geschwindigkeit von einem Millimeter ertheilt.

Für die in der Elektrodynamik vorkommenden Grössenarten ergeben sich nach den Principien der absoluten Maassbestimmung die folgenden[2]) Definitionen:

1. Die Einheit für die Stromintensitäten.

Die Einheit für die Stromintensitäten ist die Intensität desjenigen Stromes, welcher, wenn er eine Ebene von der Grösse der Flächeneinheit (Quadratmillimeter) umfliesst, nach den elektromagnetischen

1) Vgl. Zöllner „Wissenschaftliche Abhandlungen" Bd. 2 Thl. 1 S. 761, und Astronomische Nachrichten Bd. 87 Nr. 2082—2086 (Januar 1876).

2) „Resultate aus den Beobachtungen des Magnetischen Vereins im Jahre 1840" von Gauss und W. Weber (S. 86), und Elektrodynamische Maassbestimmungen von W. Weber in den Abhandlungen der k. sächs. Ges. d. Wiss. Bd. 1 (1852) S. 219.

Gesetzen dieselben Wirkungen in die Ferne ausübt, wie ein Magnetstab, welcher die oben definirte Einheit des Magnetismus enthält.

2. Die Einheit für die elektromotorischen Kräfte.

Die Einheit für die elektromotorischen Kräfte ist diejenige elektromotorische Kraft, welche von der oben definirten Einheit des Erdmagnetismus auf eine geschlossene Kette ausgeübt wird, wenn letztere so gedreht wird, dass die von ihrer Projection auf eine gegen die Richtung des Erdmagnetismus senkrechte Ebene begrenzte Fläche während der Zeiteinheit (Secunde) um die Flächeneinheit (Quadratmillimeter) zu- oder abnimmt.

3. Die Einheit des Widerstandes.

Die Einheit für den Widerstand ist der Widerstand einer solchen geschlossenen Kette, in welcher durch die oben definirte Einheit der elektromotorischen Kraft die vorher definirte Einheit der Stromintensität hervorgebracht wird.

Bezeichnet man die oben definirte Einheit für die Stromintensitäten mit I und irgend eine hiernach gemessene Stromintensität mit iI, worin i eine unbenannte Zahl bezeichnet, und bezeichnet man ferner die oben definirte Einheit der elektromotorischen Kräfte mit E und irgend eine nach derselben gemessene elektromotorische Kraft mit eE, worin e eine unbenannte Zahl bezeichnet; so wird wW der Widerstand einer Kette sein, auf welche die elektromotorische Kraft eE wirkt und darin einen Strom von der Intensität iI hervorbringt, wenn W die oben definirte Widerstandseinheit bezeichnet und $w = \frac{e}{i}$ eine reine Zahl ist. Der Widerstand dieser Kette ist also der Widerstandseinheit gleich, wenn $e = i$ gefunden wird. Hieraus ergibt sich, dass ein Leiter, welcher die vorher definirte Widerstandseinheit besitzt, wirklich dargestellt werden kann.

Die praktische Herstellung eines solchen Leiters, dessen Widerstand als ein Vielfaches der definirten absoluten Einheit durch scharfe Messungen der dazu erforderlichen Grössen von Zeit und Raum bestimmt werden kann, ist der wesentliche Zweck der vorliegenden Arbeit. Das gemeinsame Interesse für die Elektrodynamik, welches uns zu dieser Arbeit verband, datirt aus dem Jahre 1871, in welchem die allgemeinere Bedeutung des elektrodynamischen Grundgesetzes auch

für die Wechselwirkung anderer Körper eine grössere Aufmerksamkeit erweckte[1]). Ebenso haben im Verlauf des verflossenen Decenniums die vom sogenannten Princip der Erhaltung der Kraft aus gegen das elektrodynamische Grundgesetz erhobenen Einwände die Veranlassung zu einer eingehenden Prüfung des Gesetzes gegeben, bei welcher sich die Nothwendigkeit einer strengeren Definition des erwähnten Principes ergab. Aus dieser Definition konnte dann unter Voraussetzung des elektro statischen Grundgesetzes das elektro dynamische Grundgesetz der Wechselwirkung deducirt werden[2]). Hierdurch musste die Bedeutung des ursprünglich im Gebiet der Elektrodynamik gefundenen und angewandten Gesetzes für das gesammte Gebiet der Physik eine umfassendere werden, und gerade diese Erwägung, sowie die mannigfachen sich hieran anknüpfenden Fragen lieferten den Stoff zu einem mündlichen und schriftlichen Ideenaustausch, welcher uns die praktische Ausführung absoluter Widerstandsmessungen nach einer bereits vor 30 Jahren vorgeschlagenen[3]), jedoch wegen Mangel an genügenden Hilfsmitteln und Räumlichkeiten bis jetzt nicht in grösserem Maassstabe zur Anwendung gekommenen Methode wünschenswerth erscheinen liess. In der unten citirten Abhandlung sind im Ganzen vier verschiedene Methoden vorgeschlagen worden, welche von F. Kohlrausch in seiner Abhandlung über die „Zurückführung der Siemens'schen galvanischen Widerstandseinheit auf absolutes Maass“[4]) übersichtlich zusammengestellt und charakterisirt worden sind.

Die erste Methode benutzt die durch den Erdmagnetismus in einem bewegten Leiter von bekannten Dimensionen (Erdinductor) inducirte elektromotorische Kraft und findet die Stromstärke durch die Ausschläge einer kurzen Magnetnadel innerhalb eines Multiplicators von ebenfalls bekannten Dimensionen. Diese Methode erfordert nur

---

1) Vgl. „Ueber die Natur der Cometen“ (1872, Engelmann) S. 334. Anwendung des Weber'schen Gesetzes auf die Bewegung der Himmelskörper. — *Tisserand, Note sur le mouvement des planètes autour du Soleil d'après la loi électrodynamique de Weber.* Comptes rendus 1872 Sept. 30. — Ueber die universelle Bedeutung des Weber'schen Gesetzes. Wissenschaftliche Abhandlungen von F. Zöllner Bd. 2 Thl. 1 S. 7. — *De motu perturbationibusque planetarum secundum legem electrodynamicam Weberianam solem ambientium. Scripsit C. Seegers. Gottingae 1864.*

2) Abhandlungen der k. sächs. Ges. d. Wiss. 1878, und Pogg. Ann. 1878 Heft 7: „Ueber die Energie der Wechselwirkung“ von W. Weber.

3) Vgl. die oben citirte Arbeit W. Weber's aus dem Jahre 1852 S. 220.

4) Pogg. Ann. Erg.-Bd. 6 St. 1. Der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen im Auszuge mitgetheilt am 5. Nov. 1870.

die Kenntnis der Schwingungsdauer der Nadel, nicht der Intensität des Erdmagnetismus, da dieser die Stärke der Induction und die Schwingungsdauer der Nadel in gleichem Maasse beeinflusst und hierdurch seine Aenderungen auf das Resultat der Messung selber aufhebt. Nothwendig ist jedoch eine hinreichende Kürze der Nadel im Verhältnis zu den Dimensionen des Multiplicators, um praktisch die von diesem Verhältnisse abhängenden Glieder höherer Ordnung vernachlässigen zu können. Entweder müssen also die Beobachtungen an einer kleinen Nadel angestellt werden, oder der Multiplicator muss in sehr bedeutenden Dimensionen ausgeführt werden. Letzteres ist bei der von uns angewandten Methode der Fall, wie dies die spätere Beschreibung zeigen wird.

Die zweite Methode[1]) ist eine Modification der ersten, mit Rücksicht auf die Schwierigkeiten und bedeutenden Mittel, welche zur Realisirung der ersten Methode erforderlich sind. Als Galvanometer dient ein die Nadel eng umschliessender Multiplicator mit astatischer Nadel, deren Dimensionen den Anforderungen der grössten Empfindlichkeit und sonstigen Rücksichten beliebig angepasst sein können. Die Wirkung der Stromeinheit im Multiplicator auf die Nadel wird nämlich nicht wie bei der ersten Methode aus den Dimensionen berechnet, sondern findet sich empirisch nach den Gesetzen der Magneto-Induction durch die sogenannte Dämpfung, welche die Schwingungen der Nadel durch den geschlossenen Drahtkreis des Multiplicators erleiden. Ferner muss ausser der Schwingungsdauer noch das Trägheitsmoment der Nadel und die erdmagnetische Kraftcomponente, welche auf den Inductor wirkt, nach absolutem Maasse bekannt sein. Diese Methode ist die von F. Kohlrausch in seiner oben erwähnten Abhandlung angewandte.

Die dritte Methode[2]) zeichnet sich durch eine grosse Einfachheit der zu ihrer Anwendung erforderlichen Instrumente aus. Es ist nämlich nur ein Multiplicator erforderlich, in dessen Mitte eine Magnetnadel schwingt. Ist die Schwingungsdauer dieser Nadel, sowie das Verhältnis des Nadelmagnetismus zum Erdmagnetismus und die Vertheilung des ersteren in der Nadel ermittelt (durch Ablenkungs-

1) Wilhelm Weber: Abhandl. der k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1862 Bd. 10 S. 20. Auch separat gedruckt unter dem Titel: Zur Galvanometrie. Göttingen 1862.

2) Wilhelm Weber in der oben citirten Abhandlung S. 232.

beobachtungen an einer Boussole), so lässt sich hieraus und aus den Dimensionen des Multiplicators die durch die bewegte Nadel in dem letzteren erzeugte elektromotorische Kraft berechnen. Die Stärke des hierdurch inducirten Stromes und somit der Widerstand des Multiplicatordrahtes wird aus der beobachteten Dämpfung erhalten.

Die vierte Methode[1]) erfordert einen durch rhythmische Umwendungen bewegten oder in rasche gleichförmige Rotation versetzten Multiplicator von bekannten Dimensionen und die Beobachtung der Ablenkung einer kleinen, in der Mitte des bewegten Multiplicators aufgehängten Magnetnadel. Diese Methode kann in zwei verschiedenen Modificationen zur Anwendung kommen, je nachdem der Multiplicator um eine horizontale oder verticale Achse bewegt wird. Im ersteren Falle muss das Verhältnis der beiden erdmagnetischen Componenten bekannt sein, da die horizontale Componente auf die Nadel wirkt, während die verticale inducirt.

Die Rücksicht auf die hohe praktische und wissenschaftliche Bedeutung der Herstellung einer in absolutem Maasse bestimmbaren Widerstandsgrösse hatte die British Association im Jahre 1862 veranlasst, ein Committee zu ernennen, um die zweckmässigsten Anordnungen zur Lösung der fraglichen Aufgabe zu berathen und der Association definitive Vorschläge zur praktischen Ausführung zu unterbreiten. Das Committee entschied sich unter Leitung von Sir William Thomson zur Anwendung der oben beschriebenen vierten Methode, und zwar in derjenigen Modification, bei welcher dem Multiplicator durch ein zweckmässig eingerichtetes Räderwerk eine möglichst gleichförmige, continuirliche Rotation ertheilt wird. Dieser Vorschlag des Committee's wurde acceptirt und mit bedeutendem Kostenaufwande zur Ausführung gebracht. Man findet die ausführliche Beschreibung der Instrumente in dem *Report of the Meetings of the British Association* Vol. 33 vom Jahre 1863 (London 1874) S. 164—168.

Wenn bei dem beschriebenen Apparate die Rotationsachse des Multiplicators nicht senkrecht, sondern horizontal in die Richtung der durch Induction abgelenkten Nadel gefallen wäre, was sich ohne wesentliche Steigerung der technischen Schwierigkeiten leicht hätte bewerkstelligen lassen, so wäre die störende Induction der Nadel auf den rotirenden Multiplicator fortgefallen und nur die Induction der horizontalen Componente des Erdmagnetismus auf die Draht-

1) Vgl. W. Weber „Zur Galvanometrie“ S. 12.

windungen des rotirenden Multiplicators übrig geblieben. Die in diesem Falle erforderliche Kenntnis der magnetischen Inclination an dem betreffenden Orte würde sich mit Hilfe des vor 30 Jahren von W. Weber beschriebenen und praktisch angewandten „Inductions-Inclinatorium“ (vgl. Pogg. Annalen Bd. 43 S. 493) mit einer Genauigkeit von derselben Ordnung wie derjenigen der absoluten Widerstandsmessung haben bestimmen lassen.

Bei der vom Committee[1]) gebilligten und angewandten senkrechten Stellung der Rotationsachse findet nun aber gleichzeitig eine Induction durch die Magnetnadel und die horizontale Componente des Erdmagnetismus statt, so dass der erstere Theil dieser Doppelinduction eliminirt werden muss. Mit Rücksicht auf die hieraus sich ergebenden Schwierigkeiten und Fehlerquellen ist bereits die ganze von der British Association zur Anwendung gebrachte Methode von F. Kohlrausch a. a. O.[2]) einer Kritik unterworfen worden, welcher wir uns im Allgemeinen vollkommen anschliessen.

F. Kohlrausch bemerkt bezüglich der vorher erwähnten Elimination der Induction durch den Nadelmagnetismus S. 5 wörtlich Folgendes:

„Wollte man in dem vom Committee angewandten Multiplicator von 300^{mm} Durchmesser einen für galvanometrische Messungen gewöhnlich gebrauchten kleinen Magnet benutzen, so würde seine eigene Induction die des Erdmagnetismus weit übertreffen. Sollte die erstere als kleine Correction behandelt werden, so war deswegen eine ungewöhnlich schwache Magnetnadel vorgeschrieben. Darin ist in der That das Committee sehr weit gegangen, so weit, dass ohne Zweifel noch niemals eine so schwache Magnetnadel zu einer Messung verwendet worden ist. Der Magnet bestand nämlich aus einer Stahlkugel von 8^{mm} Durchmesser, also aus einer für den Magnetismus möglichst ungünstig gestalteten Masse von etwa 2^{gr}. Diese kleine Kugel aber war nun noch absichtlich schwach magnetisirt und hatte einen Magnetismus nicht grösser als der, welchen

1) Ueber die Mitglieder des Committee's berichtet der Report S. 111 wörtlich: „*The Committee consists of — Professor Wheatstone, Professor Williamson, Mr. C. F. Varley, Professor Thomson, Mr. Balfour Stewart, Mr. C. W. Siemens, Dr. A. Matthiessen, Professor Maxwell, Professor Miller, Dr. Joule, Mr. Fleeming Jenkin, Dr. Esselbach, Sir C. Bright.*“

2) Pogg. Ann. Erg.-Bd. 6 St. 1. Auszugsweise in den Berichten der k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen v. 5. Nov. 1870.

man einer Nähnadel von der Masse $\frac{1}{40}$ gr mittheilen kann, wovon ich (Kohlrausch) mich durch den Versuch überzeugt habe. Die Stahlkugel lenkte nämlich (Report 1863 S. 172) aus 156,6 mm Entfernung eine Boussolennadel um 27′ = Arc. tang. 0,0078 ab. Daraus folgt, die Horizontalintensität = 1,76 angenommen, das magnetische Moment:

$$M = \tfrac{1}{2} \cdot 1{,}76 \cdot 156{,}6^3 \cdot 0{,}0078 = 26000.$$

Da nun 1 mgr Stahl im Maximum etwa 1000 Einheiten dauernden Magnetismus annimmt[1]), so kann man den obigen Magnetismus einem dünnen Stäbchen von 26 mgr mittheilen.

Zur Illustration der Zahlen kann ferner dienen, dass ein gestrecktes Eisenstäbchen von 10 gr, in der Inclinationsrichtung gehalten, den obigen Nadelmagnetismus durch Induction des Erdmagnetismus annehmen würde. Ein einfacher Coconfaden von 2 m Länge war als Aufhängefaden der Stahlkugel nothwendig, um die Torsionskraft auf diejenige kleine Grösse zu reduciren, welche durch die Kleinheit der magnetischen Directionskraft und die elastische Nachwirkung geboten war. Nun denke man sich mit der allerfeinsten Nähnadel, als Magnetnadel, an einem etwa $\frac{1}{4}$ m langen Verbindungsstück einen Spiegel von 30 mm Durchmesser verbunden, der also für Luftströmungen, welche auch in einem gut geschlossenen Kasten nicht ganz ausbleiben, eine Fläche von etwa 14 qcm (der Zeichnung entsprechend) darbot, die ganze Masse von einem Trägheitsmoment, dass ihre Schwingungsdauer (Report 1863 S. 173) 10 Secunden betrug, während diejenige der Nähnadel etwa $\frac{2}{3}$ Secunden betragen würde, und man hat im Wesentlichen das Magnetometer, auf welches die schwachen Ströme im Multiplicator wirkten, und bei welchem ein Einstellungsfehler von 2 Bogenminuten einen Fehler von 1 Procent im Resultate bewirkte. Dazu kommt noch, dass in unmittelbarer Umgebung dieses Magnetometers der grosse Multiplicator mit einer Geschwindigkeit bis zu 4 Umdrehungen in der Secunde rotirte.

Es erscheint als ein Mangel in den sonst so ausführlichen Berichten, dass, so weit mir bekannt, nirgends eine Beobachtungsreihe mit allen Einzelheiten wiedergegeben wird, damit man einen Anhaltspunkt für oder gegen das genannte Bedenken gewönne. Erwähnt wird (S. 174 a. a. O.), dass einzelne Theile der länger dauernden Versuchsreihen, wegen Nichtübereinstimmung mit anderen,

1) Vgl. auch Schneebeli: Programm des Züricher Polytechnikums 1871—72.

von der Rechnung ausgeschieden worden seien; also scheinen bedeutende unaufgeklärte Unregelmässigkeiten vorgekommen zu sein. In der messenden Physik aber ist es immer bedenklich, anzunehmen, dass grössere Versuchsfehler nur zufälligen Ursprungs seien und durch eine hinreichende Anzahl von Beobachtungen eliminirt werden.

In der That, wenn wir nun die Schlussresultate ansehen, welche zur Veröffentlichung gelangt sind[1]), so scheinen diese ein leises Bedenken zu rechtfertigen. Diese Mittelzahlen weichen von einander noch bis zu 1,4 Procent ab. Man findet ferner, dass die langsamen Rotationen im Mittel ein um etwa 0,5 Procent anderes Resultat ergeben als die raschen. In gleicher Weise erlaubt die Mittheilung einiger Beobachtungen von einem und demselben Tage (Report 1863 S. 175) ein Urtheil. Daselbst kommen vier Resultate vor, welche bis zu 2,3 Procent von einander abweichen. Und diese Zahlen beruhen jede auf etwa viertelstündigen Beobachtungsreihen mit je etwa 100 Scalenablesungen, aus denen eventuell die am wenigsten stimmenden Zahlen bereits ausgeschieden worden sind. An so grossen Differenzen wird ein unbefangener Leser immer Anstand nehmen.

Ganz unverständlich aber sind mir die Abweichungen bis zu 8,5 Procent, welche unter Umständen eintraten, je nachdem der Inductor nach links oder rechts rotirte. Nach einer Andeutung des Herrn Jenkin[2]) soll dieser Umstand darin seine Erklärung finden, dass „der Faden, an dem der Magnet suspendirt war, in der einen Richtung einen geringen Einfluss ausübte“. Man ist versucht, auf eine einseitige, dauernde Torsion des Fadens zu schliessen, wodurch die beiderseitigen Ausschläge allerdings verschieden ausfallen. Aber um Differenzen zu erklären, wie sie hier vorkommen, musste die Torsion so gross sein, dass die magnetische Achse der Stahlkugel eine um viele Grade vom magnetischen Meridian abweichende Stellung gehabt hätte. Ein solches Versehen bei der Aufhängung darf man wohl kaum annehmen. Sollte es aber vorgekommen sein, so scheinen mir die betreffenden Beobachtungsreihen verwerflich; denn wenn man schon in der gewöhnlichen Praxis eine so grosse Unsymmetrie ungern zulässt, so würde sie gefährlich

1) Report of the British Association 1864 S. 350. Pogg. Ann. Bd 126 S. 386
2) Pogg. Ann. Bd. 126 S. 387.

erscheinen bei der Kugelgestalt und dem schwachen Magnetismus des kleinen Magnets. Dass nämlich dessen magnetische Achse, auf deren Constanz schliesslich alles ankommt, wirklich bis auf Bogenminuten constant sei, wenn sie nicht in der Richtung der magnetischen Directionskraft liegt, würde eine gewagte Behauptung sein.

Minder bedenklich wäre wohl die andere Interpretation des citirten Ausspruchs, dass eine Aenderung der Torsionsruhelage des Cocon durch elastische Nachwirkung im Spiel wäre, etwa indem der Faden noch nicht lange aufgehangen war. Aber auch dieses möchte ich nicht gern annehmen, denn man hätte in diesem Falle die Beobachtungen aufschieben oder doch mindestens die Nachwirkung durch besondere Beobachtungen eliminiren sollen.

Kurz, man wird die Annahme kaum vermeiden können, dass der schwache Magnetismus der Nadel erhebliche Unzuträglichkeiten im Gefolge gehabt habe, und die Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf solche Beobachtungen anzuwenden halte ich, ohne den ausdrücklichen Nachweis von der Abwesenheit constanter Fehlerquellen, nicht für gerechtfertigt. Immerhin aber könnte der wahrscheinliche Fehler von 0,1 Procent, der für das Endresultat berechnet wird, sich nur auf die Scalenablesungen beziehen; ihn auf die ganze Messung zu übertragen würde voraussetzen, dass andere Fehlerquellen nicht vorhanden gewesen sind. Auch die, wenn auch sehr beachtungswerthe, Uebereinstimmung der beiden im Jahre 1863 und 1864 gefundenen Zahlen bis auf 0,16 Procent kann nicht als unbedingt maassgebend betrachtet werden.

Wenn wir nun nach den anderen Fehlerquellen fragen, so erhebt Herr W. Siemens zunächst einen Einwand gegen die Berechnung des mittleren Windungshalbmessers aus der Länge und der Windungszahl des Drahtes. Dass ein solches Verfahren bei dickem Draht unbedenklich ist, glaube ich aus eigenen sorgfältigen Versuchen schliessen zu dürfen. Der Querschnitt der hier vorliegenden Drahtsorte beträgt freilich, aus dem Gewicht und Gesammtwiderstand des Drahtes sowie aus den Dimensionen des Multiplicators zu schliessen, nur etwa 1^{qmm}, wobei man den obigen Einwand nicht ungerechtfertigt finden mag. Gross dürfte immerhin der daraus entspringende Fehler nicht sein."

Das Vorstehende enthält eine wörtliche Reproduction der Kritik, welche F. Kohlrausch vor 10 Jahren a. a. O. über die mit sehr

bedeutendem Kostenaufwande von dem Committee der British Association ausgeführte Arbeit zur Herstellung einer galvanischen Widerstandseinheit veröffentlicht hat. Hierbei bemerkt Kohlrausch mit Recht, dass „auch nach der Auffassung des Committee's (Report 1864 S. 346) die British Association-Einheit factisch nicht ein absolutes, sondern nur ein Grundmaass sei, wobei es für den Gebrauch ganz gleichgültig ist, ob die Annäherung an das absolute Maass bis auf 2 oder bis auf 3 Procent geht. Soll ferner nach den Angaben des Report von 1864 S. 348 auch die Reproducirbarkeit der British Association-Einheit nicht auf eine Wiederholung der absoluten Messung gegründet werden, sondern auf das Leitungsvermögen von Metallen, worunter das von W. Siemens zu diesem Zwecke angewandte Quecksilber selbstverständlich obenan steht, so liegt kein Grund vor, aus welchem nicht runde und bequeme Dimensionen der Quecksilbersäule gewählt werden sollten."

„Die Frage, welche Widerstandseinheit zur allgemeinen Einführung geeignet sei", sagt Kohlrausch a. a. O., „gehört kaum in eine wissenschaftliche Untersuchung. Der Physik selbst kann ohne Zweifel die Concurrenz zwischen der Siemens'schen und der British Association-Einheit nur erwünscht sein, denn durch sie ist das beste Mittel gegeben, die Unveränderlichkeit beider zu prüfen, welche für wissenschaftliche Anwendungen allein in Betracht kommt. In der Praxis dürfte einmal die Stellung des Herrn Werner Siemens zur Telegraphie seiner Einheit einen beträchtlichen Vorsprung gegeben haben; nicht minder wichtig ist der Umstand, dass die mit Umsicht eingerichteten und so viel mir bekannt auch gut eingetheilten Siemens'schen Scalen in grossem Maassstabe verbreitet worden sind. Auch kann man kaum leugnen, dass für den Praktiker die Definition aus dem Quecksilber eine verständliche ist, während die andere (von der British Association definirte) fürs erste nur Wenigen klar werden wird."

Das Vorstehende wird hinreichend sein, um die Aufgabe, welche sich vor zwanzig Jahren das Committee der British Association bei seinen Arbeiten gestellt hatte, als ein weder im Princip noch seiner praktischen Ausführung nach mit der erreichbaren Genauigkeit und Schärfe gelöstes Problem erscheinen zu lassen.

Die von Kohlrausch mit so grosser Umsicht a. a. O. angewandte zweite der oben (S. 670) erwähnten Methoden setzte, wie bemerkt, eine genaue Kenntnis der erdmagnetischen Constante nach absolutem

Maasse voraus und kann daher nur an solchen Orten ausgeführt werden, an welchen die hierzu erforderlichen Instrumente und Beobachtungen in genügender Vollkommenheit vorhanden sind. Dass in dieser Beziehung das Magnetische Observatorium zu Göttingen, in welchem Kohlrausch seine Beobachtungen anstellte, allen Anforderungen entsprach, bedarf nicht einer besonderen Erwähnung.

Als Resultate seiner verschiedenen Messungen theilt Kohlrausch am Schlusse seiner Arbeit Folgendes mit:

I. 4,1029 Siemens $= 3{,}9812 \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}$; also 1 Siem. $= 0{,}9703$

II. 4,1049 „ $= 3{,}9903$ „ „ „ $= 0{,}9721$

III. 4,0965 „ $= 3{,}9849$ „ „ „ $= 0{,}9728$

Hieraus ergibt sich im Mittel:

$$1 \text{ Siemens-Quecksilbereinheit} = 0{,}9717 \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}.$$

Zu diesen Resultaten bemerkt Kohlrausch wörtlich Folgendes:

„Was das Verhältnis der British Association-Einheit zur Siemens-schen betrifft, so darf als zuverlässigster bis jetzt veröffentlichter Werth wohl derjenige angesehen werden, welchen Herr Dehms aus einer von Herrn Jenkin angestellten Vergleichung ableitet[1]):

1 British Association-Einheit = 1,0493 Siemens-Einheit.

Herr Dehms und Herr Hermann Siemens hatten die Güte, auf meine Bitte eine neue Vergleichung anzustellen, wobei zunächst eine im Siemens'schen Laboratium vorhandene British Association-Einheit (Nr. 61) sich = 1,0473 erwies. Da diese Vergleichung wegen Beschädigung der Einheit in der Luft vorgenommen werden musste, wird ihr keine entscheidende Bedeutung beigelegt. Ferner kamen die British Association-Einheiten der Herren Brix (Nr. 21) und Weber (Nr. 51) zur Vergleichung und ergaben vollständig übereinstimmend mit der obigen Zahl den Werth 1,0493. Vergleicht man diese Uebereinstimmung mit den früheren enormen Differenzen in den Angaben über Widerstandseinheiten, so liegt darin ein sehr erfreulicher Beweis von dem Fortschritt auf diesem Gebiete der Messung[2]).

---

1) Report of the British Association 1864 S. 349 und Pogg. Ann. Bd. 136 S. 404.
2) Vgl. Pogg. Ann. 1873 Heft 1.

Unter Benutzung der Zahl $1{,}0493 \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}$ findet sich schliesslich:

$$1 \text{ British Association-Einheit} = 1{,}0196 \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}},$$

d. h. diese Einheit wäre danach um nahe 2 Procent grösser als beabsichtigt wurde."

Bei der folgenden Arbeit kam es nun, wie bemerkt, zunächst darauf an, einen Normalleitungsdraht von solcher Beschaffenheit und Anordnung herzustellen, dass derselbe sowohl bezüglich seines Widerstandes als seiner räumlichen Verhältnisse jederzeit durch directe Messungen nach absolutem Maasse controlirt werden kann. Die Lösung dieser Aufgabe ist der wesentliche Inhalt der vorliegenden Arbeit, wogegen die Vergleichung dieses Normalleiters mit andern Widerstandseinheiten einer späteren Arbeit vorbehalten bleibt, indem die hierzu erforderlichen elektrodynamischen Comparatoren gegenwärtig noch in Arbeit befindlich, hoffentlich aber in kurzer Zeit vollendet sind.

In Betreff der Localität für die Aufstellung der Apparate waren im Wesentlichen zwei Gesichtspunkte maassgebend. Erstens musste hinreichender Raum für den genügenden Abstand des Inductors vom Multiplicator vorhanden sein, und zweitens durften sich nicht Magnete in dem Raume befinden, welche ihren Einfluss auf die Induction und die Einstellung der Magnetnadel im Multiplicator geltend machen konnten. Die Berücksichtigung des ersten Umstandes verhinderte die Benutzung des kleinen, im Garten der hiesigen Universitäts-Sternwarte für astrophysikalische Beobachtungen erbauten Observatoriums. Die Berücksichtigung des zweiten Gesichtspunktes liess auch die für erdmagnetische Beobachtungen im Garten des hiesigen Physikalischen Institutes befindliche „magnetische Warte" als ungeeignet erscheinen, wohingegen die Räumlichkeiten in der sogenannten „alten Sternwarte" auf der Pleissenburg, welche unter Möbius bereits früher als magnetisches Observatorium gedient hatten, alle diejenigen Erfordernisse vereinigten, die uns zu einer definitiven Aufstellung der Apparate wünschenswerth erschienen. Da diese Räumlichkeiten bereits anderweitig für physikalische und astronomische Zwecke reservirt sind, so ist hierdurch den Instrumenten auch für die Zukunft eine hinreichend stabile, durch keine Dislocation gestörte Aufstellung gesichert. Zugleich gestattet die Beschaffenheit dieser Räume die Ausführung von später

projectirten Experimentaluntersuchungen über einige physikalische Constanten, wie z. B. die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach Foucault und Fizeau und anderen physikalischen Methoden, sowie die Bestimmung der mittleren Dichtigkeit der Erde nach den Methoden von Cavendish und Reich. Da sich ausserdem in den erwähnten Localitäten auf der Pleissenburg ein Dreieckspunkt der Europäischen Gradmessung befindet, so vereinigen sich alle Umstände, um die bezeichneten Räumlichkeiten zur praktischen Erforschung und Feststellung physikalischer Fundamentalbestimmungen nach absolutem Maasse als zweckmässig gewählte erscheinen zu lassen.

Bei der Construction und Herstellung der Apparate waren besonders zwei Gesichtspunkte zu berücksichtigen. Erstens mussten die Dimensionen des Multiplicators und Inductors von solcher Grösse gewählt werden, dass die technische Herstellung und Ausmessung der einzelnen Theile (Länge der Magnetnadeln, Durchmesser und Flächengrösse der von jeder Schicht der Drahtwindungen umschlossenen Kreisfläche) mit grosser Schärfe bewirkt werden konnten, so dass die unvermeidlichen Beobachtungsfehler das Gesammtresultat der Messung nur in Gliedern höherer Ordnung beeinflussen konnten. Zweitens mussten Einrichtungen getroffen werden, welche jederzeit eine Wiederholung und Controle der zur Bestimmung der Constanten des Apparates erforderlichen Operationen gestatteten.

Zu diesem Zwecke wurden besondere Vorrichtungen zum Abwickeln und Wiederaufwinden der gesammten Drahtmasse hergestellt, welche in Folgendem ausführlich beschrieben werden sollen.

Wie bereits oben S. 669 bemerkt, ist das Princip und die Construction der zu beschreibenden Instrumente bereits vor 30 Jahren in der mehrfach erwähnten Abhandlung W. Weber's: „Elektrodynamische Maassbestimmungen insbesondere Widerstandsmessungen" (Abhandl. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. 1846 Bd. 1) ausführlich begründet und auch versuchsweise in kleinem Maassstabe praktisch zur Ausführung gekommen. Dass diese Methode ihrer Wichtigkeit entsprechend nicht bereits damals in einer solchen Grösse und Vollendung wie gegenwärtig verwirklicht und angewandt worden ist, hatte im Wesentlichen in dem Mangel genügender materieller und technischer Hilfsmittel seinen Grund.

II.

Beschreibung und Aufstellung der angewandten Instrumente.

Die Anfertigung der Instrumente wurde der Werkstätte astronomischer und physikalischer Instrumente von A. Repsold & Söhne in Hamburg übertragen und nach eingehender mündlicher Rücksprache mit Herrn J. Repsold, dem gegenwärtigen Vertreter und Inhaber der Firma, im Herbste des Jahres 1876 nach sorgfältiger Prüfung der angefertigten Zeichnungen begonnen. Mit Rücksicht auf die Grösse der Dimensionen, in welchen Inductor und Multiplicator projectirt waren, und in Anbetracht des bedeutenden Gewichts der Kupferdrahtmasse von ca. 200^{kgr}, welche bei Erzeugung der Inductionsstösse in rhythmischen Intervallen bewegt werden musste, erschien es uns zweifelhaft, ob diese Umwendungen wie bei kleineren Inductoren bequem durch Menschenkraft bewirkt werden konnten. Herr Repsold theilte unsere Ansicht und entschloss sich zur Construction einer durch Auslösung von Gewichten beweglichen mechanischen Vorrichtung, durch welche mittels eines Seiles ohne Ende in zweckmässiger Weise die erwähnten Umwendungen bewerkstelligt werden sollten. Bei der praktischen Anwendung dieser von Herrn J. Repsold sinnreich construirten Vorrichtung erwiesen sich jedoch die Erschütterungen des Bodens bei jedem Inductionsstosse so bedeutend, dass bis auf Weiteres dieser Apparat ausser Thätigkeit gesetzt und die Umwendungen des Inductors durch Menschenkraft bewirkt wurden. Es konnte dies um so leichter geschehen, als sich die ursprünglich, wegen des grossen Trägheitsmomentes der zu bewegenden Masse, gehegten Bedenken in der Praxis bei weitem weniger erheblich herausstellten.

Die Vollendung sämmtlicher Instrumente fand Ende April des Jahres 1877 statt und die Versendung von Hamburg nach Leipzig Anfang Mai desselben Jahres. Gleichzeitig war auf unsere Veranlassung nach vorangegangener Rücksprache mit Herrn Werner Siemens eine für den beabsichtigten Zweck mit besonderer Sorgfalt angefertigte, mit Baumwolle besponnene Kupferdrahtmasse von 414,95^{kgr} Gewicht und 3,33^{mm} Dicke in der Fabrik von Siemens & Halske angefertigt und bereits im October 1876 nach Leipzig gesandt worden. Am 13. Mai 1877 war die Aufstellung der Instrumente nach unserer Angabe und unter persönlicher Leitung des Herrn J. Repsold, mit umsichtiger und thatkräftiger Unterstützung des Herrn Mechanikus

Karl Krille hierselbst (Schulstrasse 4) so weit vollendet, dass einige vorläufige Beobachtungen angestellt werden konnten. Die definitiven Beobachtungen, welche im dritten Theile der vorliegenden Arbeit zur Berechnung benutzt worden sind, wurden durch freundliche Betheiligung der Herren Professoren Riecke aus Göttingen, Heinrich Weber aus Braunschweig, des Herrn Dr. Weinek, ersten Assistenten an hiesiger Sternwarte, und in einzelnen Fällen von uns selber ausgeführt. Herr Mechanikus Krille hatte die Güte, die Drehungen des Inductors auf Commando eines der betheiligten Beobachter zu übernehmen.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen mag nun die Beschreibung der wesentlichen Instrumente und ihrer Theile folgen.

Das Material, aus welchem die zum Aufwinden des Drahtes bestimmten Rollen hergestellt sind, ist gut getrocknetes und mit Oel getränktes Mahagoniholz. Dasselbe ist zur Vermeidung irgend welcher Veränderungen durch das sogenannte Verziehen des Holzes aus einzelnen Stücken sorgfältig mit Leim und Messingschrauben zusammengefügt. Die Inductor- und Multiplicatorrolle sind in allen Theilen in ganz gleicher Grösse ausgeführt, um eventuell, durch Vertauschung des Aufhängepunktes der Nadel, zu Repetitions- und Controlbeobachtungen benutzt werden zu können.

Fig. 1 Taf. IX stellt die eine dieser beiden Rollen auf der Achse der Winde dar, welche mit Hilfe einer Doppelkurbel von zwei Arbeitern gedreht wurde, um den Draht von der in einer über 20^{m} tieferen Etage des Pleissenburg-Thurmes befindlichen und durch eine kreisförmige Oeffnung mit dem Beobachtungsraum unseres Observatoriums communicirende Vorrichtung Fig. 2 auf die Inductor- und Multiplicatorrolle zu wickeln. Um dem Drahte die erforderliche Spannung zu ertheilen, war eine Bremsvorrichtung mit dem Gewichte p an einem Hebelarme h angebracht. Der auf dieser Vorrichtung befindliche hölzerne Cylinder war in der Werkstätte von Siemens & Halske benutzt worden, um den Draht aufzuwickeln und zu versenden. Es ist einleuchtend, dass bei einer Wiederholung der Messungen der Constanten des Apparates der Draht mit Hilfe derselben Vorrichtungen wieder abgewickelt werden kann, wodurch im Wesentlichen derjenigen Forderung entsprochen wird, welche wir oben bezüglich der Controlirbarkeit der Constanten eines Messapparates zu fundamentalen Maassbestimmungen ausgesprochen hatten.

Behufs der Aufwickelung des Drahtes wurden die für den Inductor

und den Multiplicator bestimmten Holzcylinder nach einander auf der erwähnten, mit Zahnräder-Triebwerk und doppelter Kurbel versehenen Achse befestigt und provisorisch mit ihrem Holzgestell verbunden, welches über der erwähnten Oeffnung des Fussbodens aufgestellt wurde. Die Zahl der Windungen wurde sowohl durch directe Zählung als durch ein von Herrn Repsold mit der Achse in Verbindung gesetztes mechanisches Zählerwerk bestimmt. Wie später genauer mitgetheilt werden wird, befinden sich auf Inductor und Multiplicator je 12 Lagen von Draht, von denen eine jede aus 66 einzelnen Windungen besteht. Nach vollendeter Aufwickelung wurde jede der Rollen mit ihrer Achse in dem für dieselbe bestimmten Holzgestell fixirt, mit den für das obere und untere Achsenlager bestimmten Theilen in Verbindung gesetzt und alsdann die beim Aufwickeln benutzte horizontale Achse durch Beseitigung der angeschraubten Holzbacken aus dem inneren Raum der beiden Rollen entfernt. Die eine dieser Rollen wurde als Multiplicator in der Ebene des magnetischen Meridians unverrückbar aufgestellt, während die andere senkrecht zum Meridian um ihre verticale Achse um 180° gedreht werden konnte. (Vgl. Grundriss Taf. IX Fig. 6.)

Fig. 3 Taf. IX zeigt den Durchschnitt des Multiplicators mit der darin aufgehängten Magnetnadel, während Fig. 4 die Seitenansicht des Inductors mit der provisorischen Aufwindevorrichtung darstellt. Die in beiden Apparaten an dem unteren Theile der Achse befindlichen Holzscheiben mit der darin angedeuteten Rinne waren ursprünglich zur Aufnahme des Seiles ohne Ende bestimmt, durch welches mit Hilfe des oben erwähnten mechanischen Apparates die Umwendung des Inductors bewerkstelligt werden sollte. Die Art und Weise, wie die Magnetnadel nebst Spiegeln an dem mit Torsionskreis versehenen Coconfaden befestigt worden ist, zeigt die schematische Zeichnung Fig. 5 in ein Viertel natürlicher Grösse. Der Verschluss des vom Multiplicator umschlossenen Raumes, in dem die Nadel hing, wurde durch zwei Holzdeckel bewirkt, in deren Mitte sich zwei durch Plangläser verdeckte Oeffnungen für gleichzeitige Spiegelablesungen an zwei, zu beiden Seiten des Multiplicators aufgestellten Ablesungsfernröhren befanden[1].

1) Vgl. die auf Taf. IX Fig. 6 angedeutete Skizze des Grundrisses zur Erläuterung der Aufstellung der Apparate. Die auf Taf. IX befindlichen Figuren 1—5 sind verjüngte Copien der uns von Herrn Repsold eingesandten Originalzeichnungen, welche zur Anfertigung der Apparate von ihm hergestellt und benutzt worden sind. Die in Fig. 1 u. 4 Taf. IX punktirten Linien bezeichnen die provisorisch zur Aufwickelung des Drahtes mit dem Gestell verbundenen Theile.

Diese beiden Deckel sind abgenommen und in der perspectivischen Zeichnung auf Taf. IX Fig. 7 an das Multiplicatorgestell gelehnt dargestellt. Es bedarf kaum der Erwähnung, dass hierbei alle Erfahrungen, welche bereits vor 40 Jahren gelegentlich der Beobachtungen des Magnetischen Vereins gesammelt und beschrieben worden sind, auch im vorliegenden Falle in eingehender Weise sowohl bei der Construction der Instrumente als auch bei Anordnung der Beobachtungen berücksichtigt worden sind. Zur Temperaturbestimmung waren an der Basis des Multiplicators und Inductors zwei, in Fünftelgrade Celsius getheilte Thermometer in verticaler Stellung angebracht, deren Längsrichtung in die Achse fiel und deren Kugeln möglichst tief in der Holzwandung eingelassen waren. Da im Beobachtungsraum durch passend angebrachte Fenstervorhänge dafür Sorge getragen war, dass kein Theil der Instrumente von directem Sonnenlichte getroffen werden konnte, so wird man im Allgemeinen bei nicht allzu plötzlichen Temperaturschwankungen die Temperatur des Drahtes übereinstimmend mit den Angaben der beiden Thermometer voraussetzen dürfen.

Das Gesammtgewicht der von Siemens & Halske bezogenen Drahtmasse beträgt laut Rechnung 414,95^{kgr} im Preise von 1487,75 ℳ, während sich die Kosten für die von A. Repsold & Söhne angefertigten Apparate laut Rechnung auf 5763 ℳ belaufen, welche Summe sich jedenfalls bedeutend reducirt haben würde, wenn der ursprünglich aus den oben S. 680 angeführten Gründen projectirte mechanische Umwendungsapparat des Inductors nicht zur Ausführung gekommen wäre.

III.

Ein Normalleiter zu elektrodynamischen Messungen nebst Beobachtungen zur Bestimmung seines Widerstands nach absolutem Maasse.

Der Zweck der Einrichtungen, welche hier beschrieben werden sollen, und der damit ausgeführten Beobachtungen betrifft das ganze Gebiet der elektrodynamischen Messungen, welches lange Zeit fast nur auf Strommessungen beschränkt gewesen, allmählich aber mehr und mehr auch auf Widerstandsmessungen und elektromotorische Kraftmessungen ausgedehnt worden ist. — Die Entdeckung der Wasserzersetzung durch den elektrischen Strom hatte zur Construction von Voltametern, die Entdeckung des Elektromagnetismus zur Construction elektromagnetischer Galvano-

meter (Tangenten- und Sinusboussolen) geführt; die Ohm'schen Gesetze endlich, insbesondere das Gesetz, wonach der Widerstand homogener Leiter dem Verhältnis ihrer Länge zu ihrem Querschnitt proportional ist, bahnten auch den Weg zu Widerstandsmessungen, indem danach z. B. jeder gleichförmige Kupferdraht seiner Länge nach als Widerstandsscale dienen konnte.

Auch für die Zurückführung aller dieser Scalen auf dieselbe Einheit oder gleiches Maass, welche Jacobi in Petersburg zuerst angeregt hat, bot sich das einfache Mittel dar, aus einem längeren gleichförmigen Kupferdrahte viele Stücke von gleicher Länge abzuschneiden und damit als Widerstands-Maasseinheiten alle Experimentatoren zu versehen.

Sodann ist die willkürliche Wahl dieser Widerstands-Maasseinheit zu beseitigen gesucht worden, und zwar auf verschiedene Weise, nämlich erstens, im Auftrag der British Association, von dem dazu berufenen Standard Committee, welches aus den ersten wissenschaftlichen Autoritäten dieses Fachs zusammengesetzt war, durch Einführung eines Widerstandsmaasses $= 10^{10}$ Einheiten nach dem Systeme der von Gauss eingeführten absoluten Maasse, wobei Secunde und Millimeter als Maasseinheiten für Zeit und Länge zu Grunde gelegt werden.

Trotz aller Mühe und Sorgfalt und aller zur Verfügung des von der British Association mit Herstellung dieses unter dem Namen British-Association-Einheit bekannten Widerstandsmaasses beauftragten Standard Committee gestellten Mittel, hat sich doch aus späteren von Kohlrausch im 6. Ergänzungsbande von Poggendorff's Annalen mitgetheilten genauen und nach besserer Methode ausgeführten Messungen ergeben, dass diese British Association-Einheit nicht 10^{10} Einheiten, sondern $1{,}0196 \cdot 10^{10}$ Einheiten nach dem System der von Gauss eingeführten absoluten Maasse enthält.

Unabhängig davon war zweitens auch von Dr. Werner Siemens in Berlin, um die früher ganz der Willkür überlassene Wahl der Widerstands-Maasseinheit zu beseitigen, die Annahme und Einführung des Widerstandes eines Quecksilbercylinders von 1000^{mm} Länge und 1^{qmm} Querschnitt als Widerstandsmaass befürwortet worden, und es war von ihm dieses Widerstandsmaass mit grosser Genauigkeit und Uebereinstimmung in mehreren Exemplaren wirklich dargestellt worden, sowie auch ganze danach regulirte Widerstandsscalen, welche

seitdem für den praktischen Gebrauch höchst wichtig und unentbehrlich geworden sind.

Das Gebiet der elektrodynamischen Messungen ist nun aber nicht auf Strommessungen und Widerstandsmessungen zu beschränken, sondern ist auch auf elektromotorische Kraftmessungen zu erstrecken, welche besondere Aufmerksamkeit darum in Anspruch nehmen, weil sie bei grösster Wichtigkeit und Bedeutung der wirklichen genauen Ausführung die grössten Schwierigkeiten entgegensetzen.

Stehen aber auch in den meisten Fällen der directen Ausführung elektromotorischer Kraftmessungen unüberwindliche Schwierigkeiten entgegen, so gibt es doch einige wenige Fälle, wo diese Kräfte nach absolutem Maasse bekannt sind, wenn auch nicht durch Messung ihrer Wirkungen, doch aus der Kenntnis ihrer Ursachen, z. B. die elektromotorischen Kräfte, welche der Erdmagnetismus auf ein geschlossenes Solenoid von bekannten Dimensionen ausübt, welches um eine bestimmte Achse mit bestimmter Geschwindigkeit gedreht wird.

In diesen besonderen Fällen wirklich darstellbarer elektromotorischer Kräfte von bekannter Grösse können nun ferner auf galvanometrischem Wege auch die von diesen Kräften im Solenoide inducirten Ströme gemessen werden, und die in diesem Falle erworbene Kenntnis, sowohl der elektromotorischen Kraft als auch des dadurch im Solenoide inducirten Stromes, führt nach dem bekannten Ohm'schen Gesetze zur Kenntnis des Solenoidwiderstandes, welcher nach diesen Gesetzen durch das Verhältnis jener Kraft zu diesem Strome bestimmt, nach absolutem Maasssystem diesem Verhältnisse gleich ist, worauf eben die Widerstandsmessung nach absolutem Maasse beruht.

Ist nun aber auf diese Weise in diesem besonderen Falle der Solenoidwiderstand nach absolutem Maasse bekannt und bleibt derselbe auch (bei unveränderter Temperatur des Solenoids) constant der nämliche, so leuchtet ein, dass nun, auf dem Wege galvanometrischer Messung, alle (von den verschiedensten, auch ganz unbekannten elektromotorischen Kräften) in diesem Solenoide erregten Ströme gemessen werden können, und dass aus der Kenntnis dieser Ströme, in Verbindung mit der früher erworbenen Kenntnis des Solenoidwiderstands, nach dem nämlichen Ohm'schen

Gesetze, die Kenntnis aller unbekannten auf das Solenoid wirkenden elektromotorischen Kräfte gewonnen werden kann, von welchen jene Ströme erregt worden sind.

Diese Methode, zur Kenntnis elektromotorischer Kräfte zu gelangen, ist von grösster Wichtigkeit und Bedeutung, weil sie die einzige ist für alle elektromotorischen Molecularkräfte, die nämlich, wie alle Molecularkräfte, nur aus ihren Wirkungen bestimmt werden können.

Da aber nur nach absoluten Maassen das Verhältnis der elektromotorischen Kraft zur Stromstärke mit dem Leitungswiderstande als identisch gegeben ist, so müssen für diese Bestimmungsweise elektromotorischer Kräfte die Ströme sowohl als auch die Leitungswiderstände nach absolutem Maass gegeben sein. Alle Widerstandsbestimmungen nach anderen Maassen, z. B. nach Jacobi's Kupferdraht oder nach Siemens' Quecksilbereinheit oder selbst auch nach der British Association-Einheit, bedürfen daher zu diesem Zwecke der Reduction auf absolutes Maass. Und diese Reductionen müssen (wie es beim Gebrauch der Uhren zum Zweck der Zeitmessung geschieht) immer wieder von neuem geprüft und berichtigt werden, wenigstens so lange man keine vollkommen unveränderlichen Leiter besitzt.

Wollte man dagegen einwenden, dass ganz das Nämliche, was hiernach von Widerstandsbestimmungen gefordert werde, mit gleichem Rechte auch von anderen Grössenbestimmungen nach absoluten Maassen zu fordern sein würde, z. B. von Längenmessungen nach dem Meter, als 10000000tem Theil des Erdquadranten, so würde zu erwidern sein, dass in der That bei wichtigen und genauen Längenbestimmungen nach diesem Maasse, in Fällen, wo dessen Verhältnis zum Umfang der Erde wesentlich in Betracht kommt, nicht schlechtweg auf seine Bestimmung aus früheren Beobachtungen, die gegenwärtig bloss auf Treu und Glauben angenommen werden können, gebaut werde, sondern dass diese früheren Beobachtungen durch neuere Beobachtungen geprüft und nur dann ungeändert zugelassen werden, wenn sie dadurch bestätigt gefunden worden sind. Nur ist die Ausführung solcher Prüfungen, wenn keine besonderen Einrichtungen dafür getroffen sind, so schwierig, dass sie nur selten mit Erfolg bewerkstelligt werden kann.

Es ergibt sich daraus, dass es von grösster Wichtigkeit ist, Einrichtungen zu treffen, welche es möglich machen und möglichst er-

leichtern, frühere Beobachtungen, auf denen die Feststellung und Darstellung der Maasse beruhte, durch spätere Beobachtungen jederzeit prüfen und bestätigen oder berichtigen zu können.

Solche Prüfungen und Bestätigungen oder Berichtigungen werden nun bei Zeitmessungen, wenn sie höheren wissenschaftlichen Zwecken dienen, wirklich immer angewandt, weil man sich nicht auf das auch durch die vollkommensten Uhren gegebene Zeitmaass und auf die zu seiner Bestimmung früher gemachten Beobachtungen verlässt, sondern zum Zweck der neu auszuführenden Messungen immer neue Beobachtungen zur Prüfung des Ganges der Uhren macht.

Solche Prüfungen und Bestätigungen oder Berichtigungen lassen sich nun mit Widerstands-Etalons, wie sie auf Veranstaltung der British Association dargestellt worden sind, unmittelbar gar nicht ausführen, und auf mittelbaren Wegen würde, abgesehen von grösserer Arbeit, die Prüfung leicht an Genauigkeit so viel verlieren, dass sie zum Zweck der neu auszuführenden Messungen gar keinen oder nur geringen Vortheil darböte. Es würde sich mit dieser Prüfung ähnlich verhalten, wie wenn der ursprüngliche, im französischen Staatsarchive niedergelegte Meter-Etalon oder eine Copie desselben einer Prüfung durch neue Beobachtungen unterworfen werden sollte, ob derselbe wirklich dem 10000000ten Theile des Erdquadranten gleich sei — eine Prüfung, die schwer auszuführen sein würde.

Sollte nun nicht auf Treu und Glauben und auf Unveränderlichkeit des Meter-Etalons gebaut werden, sondern sollte die Prüfung und Bestätigung für diese Längenmaassbestimmung durch neue Beobachtungen jederzeit offen erhalten werden, so leuchtet ein, dass zur Erreichung dieses Zwecks doch jedenfalls freistehen würde, statt der festgesetzten Maasseinheit des Meters selbst irgend eine andere, aber genau nach dieser Maasseinheit bestimmte Grösse als Normallänge aufzustellen, wenn dadurch eine Vereinfachung und Erleichterung der immer wiederholt auszuführenden Prüfungen gewonnen werden könnte, was z. B. der Fall sein würde, wenn von allen zu den geodätischen Vermessungen gebrauchten Dreieckseiten eine solche gefunden und mit solchen Einrichtungen versehen werden könnte, dass sie erstens mit jeder beliebigen Längenscala jederzeit genau gemessen und diese Messung jederzeit mit gleicher Genauigkeit wiederholt werden könnte, und dass zweitens beliebige neue zur Grössen- und Gestaltbestimmung der Erde dienende Triangulationen mit ihr

verbunden werden könnten. Durch solche neue Triangulationen würde nämlich die ursprüngliche Bestimmung der Dreieckseite in Meterzahl wiederholt und dadurch jederzeit von neuem geprüft werden können, während durch die Messung der Dreieckseite mit beliebigen Scalen es möglich werden würde, jede mit diesen Scalen messbare Länge in Theilen der Dreieckseite und folglich auch in Metern zu bestimmen.

Auf gleiche Weise braucht nun zu Begründung genauer Widerstandsmessungen nach absolutem Maasse das festgesetzte Maass keineswegs selbst dargestellt zu werden, sondern es genügt jede beliebig getheilte Widerstandsscala, mit welcher der Widerstand eines Normalleiters genau verglichen und gemessen werden kann.

Unter einem Normalleiter verstehen wir aber einen Leiter, dessen Widerstand nach absolutem Maasse genau bestimmt worden ist und jederzeit mit gleicher Genauigkeit wieder bestimmt werden kann.

Die an einen solchen Normalleiter gestellte Forderung aber, dass nämlich sein Widerstand nach absolutem Maasse genau bestimmt worden sei und jederzeit mit gleicher Genauigkeit wieder bestimmt werden könne, setzt nun voraus, dass dieser Normalleiter mit Einrichtungen zu genauen absoluten Widerstandsmessungen versehen sei. Zugleich leuchtet vom praktischen Gesichtspunkte ein, dass nicht bloss die Genauigkeit, mit welcher diese Widerstandsmessung des Normalleiters ausgeführt werden könne, sondern auch die Einfachheit der Beobachtungen und die zu ihrer Ausführung erforderliche Zeit wesentlich in Betracht komme.

Für die Wahl und Einrichtung eines solchen Normalleiters kommt daher zunächst die Wahl der zu Messung seines Widerstands anzuwendenden Methode in Betracht. F. Kohlrausch hat nun in einer im Jahre 1874 im 6. Ergänzungsbande von Poggendorff's Annalen erschienenen klassischen Arbeit („Zurückführung der Siemens'schen galvanischen Widerstandseinheit auf absolutes Maass"), welche die genauesten bisher ausgeführten absoluten Widerstandsbestimmungen enthält, vier verschiedene Methoden der absoluten Widerstandsmessung angeführt. Alle diese vier Methoden haben mit einander gemein, dass ein Leiter verlangt wird, der als Inductor und auch als Multiplicator dient, entweder indem ein Theil desselben den Inductor bildet, ein anderer Theil den Multiplicator, oder indem der ganze Leiter beiden Zwecken zugleich dient.

Von diesen vier Methoden möge hier bloss erwähnt werden, dass nach Verschiedenheit der Verhältnisse bald die eine, bald die andere den Vorzug verdienen kann, dass aber unter Verhältnissen, die keine Beschränkung in den zu wählenden Mitteln auferlegen, die erste Methode ihrer Einfachheit und der grösseren durch sie erreichbaren Genauigkeit wegen vor allen andern den Vorzug verdiene, bisher aber aus Mangel an Mitteln noch niemals in Anwendung gekommen ist. Da nun vorausgesetzt werden darf, dass, wo sichere Begründung absoluter Widerstandsmessungen ernstlich ins Auge gefasst wird, die Beschaffung der Mittel zu genauester Ausführung kein Hindernis oder Bedenken finden werde, so dürfen wir zu unserem Zwecke uns hier auf die Betrachtung dieser ersten Methode beschränken, von welcher Kohlrausch sagt:

„Die erste [Methode] benutzt die durch den Erdmagnetismus in einem bewegten Leiter von bekannten Dimensionen (Erdinductor) inducirte elektromotorische Kraft und findet die Stromstärke durch die Ausschläge einer kurzen Magnetnadel innerhalb eines Multiplicators von ebenfalls bekannten Dimensionen. Verlangt ist ausserdem nur die Schwingungsdauer der Nadel, nicht etwa die erdmagnetische Intensität, da diese sich heraushebt. Erforderlich ist aber, dass die Nadel kurz sei gegen den Durchmesser des Multiplicators. Entweder also müssen die Beobachtungen an einer kleinen Nadel angestellt werden, oder der Multiplicator ist in sehr bedeutenden Dimensionen auszuführen.“[1])

Für den oben verlangten Normalleiter geht hieraus hervor, dass er in Form eines Inductors und Multiplicators von sehr

1) Zur näheren Erläuterung dieser Methode diene folgende Ableitung derselben aus der bekannten Theorie der Tangentenboussole.

Ein in der Richtung des magnetischen Meridians fest aufgestellter kreisförmiger Leiter von grossem Durchmesser (der mehrere Umwindungen haben kann) mit kurzer Nadel in seinem Mittelpunkte bildet ein Galvanometer, welches mit dem Namen der Tangentenboussole bezeichnet worden ist.

Der durch den kreisförmigen Leiter der Tangentenboussole gehende Strom i übt auf den Nadelmagnetismus m ein Drehungsmoment $= 2ami$ aus, wo a den Quotienten der umströmten Fläche $n\pi rr$ dividirt durch den Cubus der für alle Stromelemente gleichen Entfernung r vom Nadelmittelpunkte bezeichnet, also $a = \frac{n\pi}{r}$ ist, wo n die Zahl der Umwindungen bezeichnet, und ertheilt der das Trägheitsmoment k besitzenden Nadel in der Zeit dt die Drehungsgeschwindigkeit dC:

$$dC = 2\frac{am}{k}\cdot idt = 2\frac{n\pi}{r}\cdot\frac{m}{k}\cdot idt.$$

Ist nun i der von einer elektromotorischen Kraft e in dem geschlossenen Leiter (zu welchem der Kreis der Tangentenboussole gehört) erzeugte Strom und w der

grossen Dimensionen dargestellt werden müsste, wenn die Messung seines Widerstandes nach der ersten, dem Zwecke am besten entsprechenden Methode ausgeführt werden soll.

Ohne auf eine nähere Motivirung der zweckmässigsten Construction eines solchen Normalleiters im Allgemeinen einzugehen, beschränken wir uns hier auf eine Beschreibung desselben, wie er zum Zweck der näher zu beschreibenden Beobachtungen wirklich ausgeführt und im Jahre 1878 in Leipzig, im Local der alten Sternwarte auf der Pleissenburg aufgestellt worden ist.

Der Normalleiter ist so construirt worden, dass man eine genau messbare elektromotorische Kraft auf ihn wirken lassen kann, und dass durch diese Kraft ein genau messbarer elektrischer Strom darin inducirt werde, um aus dem Verhältnis jener Kraft zu diesem Strome die Kenntnis seines Widerstandes zu gewinnen.

Es würde nun freistehen, entweder den Normalleiter in zwei Theile zu scheiden, nämlich den ersten, auf welchen die elektromotorische Kraft wirkt, und den zweiten, von wo aus der

---

Widerstand des Leiters, und sind i, e, w nach absoluten Maassen bestimmt, so ist $i = \frac{e}{w}$ und folglich

$$dC = 2\frac{n\pi}{r} \cdot \frac{m}{k} \cdot \frac{1}{w}\, e\, dt,$$

folglich

$$C = 2\frac{n\pi}{r} \cdot \frac{m}{k} \cdot \frac{1}{w}\int e\, dt.$$

Kann nun ein Inductionsstoss mit einem Erdinductor in sehr kurzer Zeit, die nur einen kleinen Theil der Schwingungsdauer bildet, ausgeführt werden, und bezeichnet $\frac{1}{2}p$ die Grösse der vom Inductor umwundenen Fläche, so ist bekanntlich für einen solchen Inductionsstoss, wenn T den inducirenden (z. B. horizontalen) Erdmagnetismus bezeichnet,

$$\int e\, dt = pT,$$

folglich

$$C = 2\frac{n\pi}{r} \cdot \frac{m}{k} \cdot \frac{1}{w} \cdot pT,$$

worin $\frac{mT}{k} = \frac{\pi^2}{\tau^2}$ nach bekanntem Schwingungsgesetze ist, wenn τ die auf unendlich kleine Bögen, Dämpfung und Torsion reducirte Schwingungsdauer bezeichnet, also $w = 2\frac{n\pi p}{r} \cdot \frac{\pi^2}{C\tau^2}$, oder, wenn $2\frac{n\pi}{r} = q$ gesetzt wird:

$$w = \pi^2 \cdot \frac{pq}{C\tau^2}.$$

hindurchgehende inducirte Strom die zu messende Wirkung ausübt, oder es würde auch freistehen, den ganzen Leiter zu benutzen, sowohl um darauf die elektromotorische Kraft wirken zu lassen, als auch um von da aus durch den Strom die messbare Wirkung zu erregen.

Die erste dieser beiden Alternativen führt zu den von Kohlrausch angeführten Methoden Nr. 1 und Nr. 2, von denen Kohlrausch die letztere zu seinen Messungen und wir die erstere gewählt haben. Die zweite Alternative führt zu den von Kohlrausch angeführten Methoden Nr. 3 und Nr. 4, von denen die letztere von der British Association angewandt worden ist.

Wir scheiden also den Normalleiter in zwei Theile, von denen wir den einen, auf welchen die elektromotorische Kraft wirkt, den Inductor, den andern, welcher zur Messung des inducirten durch den ganzen Leiter gehenden Stromes dient, den Multiplicator nennen.

Ferner übersieht man leicht, dass sowohl zum Inductor als Multiplicator aus einem Drahte gewundene Solenoide zu nehmen sind, deren elektrische Ströme als Systeme paralleler Kreisströme bei Berechnung ihrer Wirkung betrachtet werden dürfen. Solche Solenoide sind, wie bekannt, für einen Erdinductor sowohl als auch für den Multiplicator einer Tangentenboussole die angemessenste Form.

Ferner ist bekannt, dass, wenn der Inductor und der mit dem Leiter zu füllende Raum des Multiplicators gegeben wäre, für die Strommessung es am vortheilhaftesten sein würde, den Widerstand des Multiplicators dem des Inductors gleich zu machen.

Was endlich die Grösse des Inductors betrifft, so würde zwar mit derselben, auch bei einem gegebenen Widerstande des Multiplicators, die elektromotorische Kraft immer wachsen; doch muss der Grösse des Inductors eine Grenze gesetzt werden, damit die Inductionsstösse schnell genug und ohne Erschütterung ausgeführt werden können, was der Präcision und guten Uebereinstimmung der Beobachtungen wegen nothwendig ist.

Aus der Erfahrung hat sich ergeben, dass zum Zweck präciser Ausführung der Inductionsstösse das Gewicht eines Solenoids bei etwa 1000^{mm} mittlerem Durchmesser seiner Umwindungen nicht über 200^{kgr} betragen darf. Die Stärke des zum Normalleiter zu wählenden

Kupferdrahtes ist verschieden nach Grösse des Widerstandes, für welchen die genauesten Maassbestimmungen verlangt werden. Wird dieser Widerstand auf ungefähr 10 Siemens'sche Quecksilbereinheiten oder 10 British Association-Einheiten oder 10^{10} absolute Maasseinheiten angenommen, wovon die Hälfte auf den Inductor käme, so würde zum Inductor Kupferdraht von etwa $3\frac{1}{3}^{mm}$ Dicke zu wählen sein.

Ebenso ist der Grösse des Multiplicators eine Grenze gesetzt, welche bei gegebenem Widerstande nicht überschritten werden darf, um eine für genaue Messungen hinreichend grosse Galvanometerempfindlichkeit zu erlangen.

Die beiden als Inductor und Multiplicator dienenden Solenoide sollen also gleichen Widerstand besitzen und dürfen beide an Grösse gewisse Grenzen nicht überschreiten; bei gleicher Drahtstärke ergibt sich daraus leicht als das zweckmässigste, beide ganz gleich zu machen, so dass also der ganze Normalleiter in zwei vom Inductor und Multiplicator gebildete ganz gleiche und symmetrische Hälften zerfällt.

Es wird später näher betrachtet werden, welche Vortheile diese Symmetrie der beiden Solenoide, nämlich des Inductors und Multiplicators, gewährt.

Die Walzen, auf welche diese beiden Solenoide aufgewunden sind, dürfen keine Spur von Eisen oder andern magnetischen Stoffen enthalten und müssen so beschaffen sein, dass sie leicht gedreht und dadurch in jede beliebige Lage gebracht werden können. Es gilt dies besonders von dem zum Inductor bestimmten Solenoide, zum Zweck der schnell damit auszuführenden Inductionsstösse. Bei der Grösse dieser Walzen ist Holz wegen seines geringen specifischen Gewichts und wegen seiner bei guter Auswahl und Behandlung grossen Festigkeit und Unveränderlichkeit als das dazu geeignetste Material gewählt worden, und zwar altes Mahagoniholz, in kleinen Stücken und verschiedenen Lagen sorgfältig zusammengeleimt.

Auf diese Weise sind für den Inductor und Multiplicator zwei ganz gleiche hohle Holzcylinder von 1100^{mm} Durchmesser und 350^{mm} Höhe gebildet worden. Die Höhlung zerfällt in eine innere von 638^{mm} Durchmesser, welche durch den ganzen Holzcylinder durchgeht, also 350^{mm} tief ist, und in eine ringförmige, welche von der äusseren Cylinderfläche aus 70^{mm} tief eingedreht ist, 254^{mm} Breite hat und bis zu 40^{mm} Höhe von den Drahtwindungen eingenommen und ausgefüllt ist.

An zwei diametral gegenüberliegenden Stellen sind nach Aufwindung des Drahtes zwei hölzerne Bügel mit der Holzwalze fest verbunden worden, von denen der eine einen hohlen Zapfen trägt, durch welchen die beiden Enden des aufgewundenen Drahtes von der Walze nach aussen geführt werden, der andere einen massiven, am Ende mit einer Messingspitze versehenen Zapfen trägt, und mit dieser Spitze bei Aufstellung des Solenoids auf einem massiven Holzgestelle in eine daran angebrachte Pfanne zu stehen kommt, so dass das ganze Solenoid um eine durch diesen festen Stützpunkt gehende Verticalachse gedreht werden kann. (Vgl. Taf. IX Fig. 3 und Fig. 7.)

Das feste Gestell umgibt rahmenförmig das ganze Solenoid. Am Boden dieses festen Gestells befindet sich die schon erwähnte Pfanne, worin das Solenoid mit der Messingspitze seines nach unten gekehrten festen Zapfens aufsteht, während das Holzgestell oben über dem Solenoide mit einer runden Oeffnung versehen ist, durch welche der hohle am Solenoid angebrachte Holzzapfen (durch welchen die beiden Enden des aufgewundenen Drahtes vom Solenoid nach aussen geführt werden) frei drehbar hindurchgeht. Von diesen beiden mit dem Solenoid fest verbundenen Zapfen wird eine verticale Drehungsachse des Solenoids gebildet, und das feste Holzgestell ist ausserdem mit Einrichtungen versehen, um diese Drehungsachse, wenn sie aus der verticalen Richtung gewichen wäre, genau wieder einzustellen.

Alle diese Einrichtungen sind für beide Solenoide ganz gleich; eine Verschiedenheit findet zwischen ihnen nur darin statt, dass erstens am Holzgestelle des Inductors noch besondere Hemmungen angebracht sind, um die Drehung desselben bei einem Inductionsstosse genau auf einen Halbkreis zu beschränken, und zwar in solcher Weise, dass bei jeder Hemmung die Inductorachse mit dem magnetischen Meridiane genau zusammenfällt. Die Art, wie diese Hemmung bewerkstelligt wird, ist von keiner wesentlichen Bedeutung und bedarf daher keiner näheren Beschreibung.

Zweitens aber findet ein anderer viel wesentlicherer Unterschied zwischen beiden Solenoiden darin statt, dass das Multiplicator-Solenoid, zum Zweck der Ergänzung zum Galvanometer, ein Magnetometer umschliesst, welches zu dem hier vorliegenden Zwecke eine besondere Einrichtung erhalten musste, die einer genaueren Beschreibung bedarf. (Vgl. Taf. IX Fig. 5.)

Zu absoluten Messungen der Stromintensität, wie sie zu absoluten Widerstandsmessungen erfordert werden, darf nämlich, wie aus der Construction der Tangentenboussole schon bekannt ist, die Länge der Magnetometernadel nur einen kleinen Bruchtheil vom Durchmesser der Multiplicatorwindungen betragen, z. B. bei einem mittleren Durchmesser der letzteren von 1000^{mm} nur etwa 100^{mm}. Eine solche Nadel, stark magnetisirt und an einem Coconfaden aufgehangen, würde nun aber eine sehr kurze Schwingungsdauer haben, etwa von 4 Secunden, und da die zu den beabsichtigten Versuchen erforderlichen Inductionsstösse in einem nur kleinen Bruchtheile dieser Schwingungsdauer ausgeführt werden sollen, z. B. nur im 10. Theile derselben, so würde die bei der Schwere des Inductors ungefähr 2 Secunden erfordernde Ausführung nicht möglich sein.

Es ist daher die Einrichtung getroffen worden, dass die 100^{mm} lange Nadel (ein gehärteter Stahlcylinder von 10^{mm} Durchmesser und 100^{mm} Länge) nicht unmittelbar am Faden hängt, sondern dass der Faden ein Schiffchen trägt, worauf die Nadel gelegt werden kann, und an diesem Schiffchen ist horizontal und rechtwinklig gegen die Nadel eine dünne Messingröhre befestigt, welche an ihren Enden zwei parallele und verticale Planspiegel, in einem Abstande von 272^{mm} von einander, trägt. Die Schwingungsdauer der Nadel wurde dadurch etwa bis auf 30 Secunden verlängert und dadurch hinreichende Zeit zu präcisester Ausführung der Inductionsstösse und aller damit zu verbindenden Beobachtungen gewonnen.

Statt der 100^{mm} langen Nadel konnte aber in das Schiffchen auch eine 200^{mm} lange Nadel eingelegt werden, deren Schwingungsdauer nur etwa 17 Secunden betrug, und auch damit liessen sich bei einiger Uebung die Inductionsstösse und alle Beobachtungen mit aller erforderlichen Genauigkeit ausführen. Der zwar geringe, aber messbare Einfluss, den die grössere Nadellänge bei gegebenem Multiplicatordurchmesser nach diesen Beobachtungen auf die Widerstandsbestimmung hatte, liess sich dann, wie man leicht sieht, zu einer Correction wegen Nadellänge auch für den mit 100^{mm} langer Nadel erhaltenen Widerstand benutzen, um den Einfluss der Nadellänge auf das Resultat der Messung möglichst ganz auszuschliessen.

Die Beobachtungen der durch Inductionsstösse hervorgebrachten Nadelelongationen wurden sodann gleichzeitig mit zwei mit Scalen versehenen Ablesungsfernröhren gemacht, die in den ent-

gegengesetzten Richtungen der beiden Spiegelnormalen, jedes in etwa 4000^{mm} Abstand vom zugehörigen Spiegel, aufgestellt waren. (Vgl. Taf. IX Fig. 6.)

Abgesehen davon, dass die mit beiden Fernröhren zugleich gemachten Beobachtungen einander wechselseitig controlirten, wodurch jedem Irrthume vorgebeugt wurde, bot diese Einrichtung noch den grossen Vortheil dar, dass die Bestimmung des Winkelwerthes der Scalentheile unabhängig gemacht wurde von der Messung des Horizontalabstandes des Spiegels von der Scale, welche bei der grossen Beweglichkeit des mit der immer in Schwingung befindlichen Nadel verbundenen Spiegels sehr grosse Schwierigkeiten findet. Bei dieser neuen Einrichtung bedurfte es nur der Messung des Horizontalabstandes der beiden festen und einander parallelen Scalen und des Abstandes der beiden ebenfalls mit einander fest verbundenen parallelen Spiegel, die beide mit grösster Genauigkeit leicht ausgeführt werden konnten.

Die Aufhängung des Nadelschiffchens an einem Coconfaden mittels Torsionskreises und die Einrichtung zum Heben und Senken der Nadel, um ihren Mittelpunkt mit dem Mittelpunkte des Multiplicators genau zusammenfallen zu lassen, wie sie auch bei anderen Magnetometern gebräuchlich sind, bedürfen keiner näheren Beschreibung. Es bleibt nur noch hinzuzufügen übrig, dass der vom Multiplicator umschlossene Raum, in dessen Mitte die Nadel hing, von Osten und Westen mit zwei Holzdeckeln verschlossen werden konnte, in deren Mitte zwei grosse kreisrunde Plangläser eingesetzt waren, durch welche hindurch die Spiegelbilder der beiden Scalen mit den beiden Ablesungsfernröhren sich beobachten liessen. (Vgl. Taf. IX Fig. 6.)

Was nun die Ausführung dieses eben beschriebenen Normalleiters und des damit verbundenen Magnetometers betrifft, so verdanken wir dieselbe theils der besonderen Güte und Freundlichkeit, womit Herr Dr. Werner Siemens in Berlin die Auswahl und die Lieferung des übersponnenen Kupferdrahtes übernommen und für vollkommene Ausführung ganz in der gewünschten Weise gesorgt hatte; theils den Herren Gebrüder Repsold in Hamburg, welche nicht bloss die beiden Walzen, auf welchen der Draht aufgewickelt werden sollte, nebst dem Magnetometer und allen Einrichtungen zum Zweck der Aufwickelung des Drahtes und der Zählung der Um-

windungen ausgeführt hatten, sondern auch die in Leipzig zu bewerkstelligende Aufwickelung des Drahtes und Aufstellung des ganzen Apparates im Local der alten Sternwarte auf der Pleissenburg übernommen hatten.

Abgesehen von den dabei getroffenen besonderen Vorkehrungen, um den Draht beim Aufwickeln immer gleichgespannt zu erhalten und die Möglichkeit eines Irrthums bei Zählung der Umwindungen, durch die Controle eines mit der Walze verbundenen zuverlässigen Zählers, ganz auszuschliessen, bleiben noch die besonderen Einrichtungen hervorzuheben, welche getroffen worden waren, um den aufgewundenen Draht auch wieder von der Walze abwinden und mit gleicher Sorgfalt und Genauigkeit neu aufwinden zu können.

Zu den Elementen, welche nämlich zur Widerstandsbestimmung des Normalleiters nach absolutem Maasse gebraucht werden, gehören auch zwei Elemente, deren Bestimmung nothwendig theils vor, theils während der Aufwickelung des Normalleiters auf die Inductor- und Multiplicatorwalze gemacht werden muss, weil sie am fertigen Inductor und Multiplicator nicht mehr gemacht werden kann. Diese Elemente sind erstens die Peripherie jeder Walze ohne Draht, vorausgesetzt, was sich leicht prüfen lässt, dass die Walze wirklich genaue Cylinderform habe; zweitens die Zahl der über einander gewickelten Windungsschichten und die Zahl der Umwindungen jeder Schicht.

Die Cylinderform der Walze, ehe der Draht daraufgewunden wurde, liess sich durch Messung des Umfangs an verschiedenen Stellen sehr leicht prüfen, wonach die Drahtlänge aller Umwindungen der ersten oder untersten Schicht sich gleich ergab. Aber auch nach Aufwindung des ganzen Drahtes ergab sich der vergrösserte Umfang ebenfalls überall so gleich, dass die Drahtlänge auch aller Umwindungen der letzten Schicht und jeder zwischenliegenden als gleich angenommen werden durfte. Hiernach genügen zum Zweck der absoluten Widerstandsmessung von solchen Bestimmungen, deren Kenntnis nur vor oder während der Aufwickelung des Drahtes gewonnen werden kann, folgende zwei: nämlich erstens die Kenntnis des Umfangs der Walze ohne Draht und zweitens die Kenntnis der Zahl der Schichten über einander nebst der Zahl der Umwindungen jeder Schicht.

Aber diese beiden Bestimmungen müssten nun bei allen künftigen Messungen immer auf Treu und Glauben angenommen werden,

wenn das Solenoid niemals wieder von der Walze abgewickelt und von neuem aufgewickelt werden könnte, was so viel heisst, als dass keine künftige Widerstandsmessung des Normalleiters ganz vollständig und unabhängig von der ersten Messung würde ausgeführt werden können.

Um nun die völlige Unabhängigkeit künftiger Messungen von der ersten Messung, welche mit Aufwindung des Normalleiters auf beide Walzen verbunden war, zu ermöglichen, was wünschenswerth erschien, auch wenn noch so wenig Grund vorlag, an der Richtigkeit jener beiden bei Aufwindung des Normalleiters auf die beiden Walzen gewonnenen Bestimmungen zu zweifeln, mussten Einrichtungen getroffen werden, den Normalleiter von den beiden Walzen nach Belieben auch wieder abwickeln und von neuem aufwickeln zu können. Auch hierzu sind von den Herren Repsold die Seite 681 beschriebenen, Taf. IX Fig. 1 und 2 dargestellten Einrichtungen getroffen worden, deren Anwendung zur Abwickelung wie zur Aufwickelung keiner weiteren Erläuterung bedarf.

Ausser dem hier beschriebenen Normalleiter und seinen beiden Theilen, nämlich dem Inductor und Multiplicator, nebst dem dazu gehörigen Magnetometer und den mit Scalen versehenen Ablesungsfernröhren kommen endlich nun noch die zu absoluten Widerstandsbestimmungen nothwendigen Maasse und Messinstrumente im engern Sinn in Betracht, welche der Natur des zu messenden Gegenstandes nach, der bekanntlich mit einer Geschwindigkeit homogen ist, sich müssen auf blosse Zeit- und Längenmessungsinstrumente zurückführen lassen.

Diese Beschränkung auf Zeit- und Längenmaass nicht bloss beim Ausspruch des Resultates der Widerstandsmessung, sondern auch bei allen dazu führenden Messungsoperationen zeichnet nun die erste von den vier von Kohlrausch angeführten, schon oben erwähnten Methoden absoluter Widerstandsmessung besonders aus, die aus diesem Grunde und wegen der darauf beruhenden grösseren Einfachheit und erreichbaren Genauigkeit den Vorzug vor den andern Methoden verdient und daher von uns zur Widerstandsmessung des Normalleiters gewählt worden ist.

Was nun das Zeitmaass und die Zeitmessungen betrifft, so braucht bloss bemerkt zu werden, dass dafür bei allen hier zu beschreibenden Beobachtungen durch die Mitwirkung des Herrn Dr. Weinek, ersten Assistenten der neuen Sternwarte in Leipzig, in vollkommenster Weise gesorgt war, da ihm dazu alle Hilfsmittel dieses reich ausgestatteten Instituts zu Gebote standen. Alle Zeitbestimmungen bei unseren Messungen sind von Herrn Dr. Weinek mit einem vorzüglichen der Sternwarte gehörigen Chronometer gemacht worden, dessen Gang von ihm genau bestimmt und regulirt war.

Es ist durch diese von Seiten der neuen Sternwarte geleistete Mitwirkung die Ausführung aller bisherigen absoluten Widerstandsmessungen des auf der alten Sternwarte aufgestellten Normalleiters ausserordentlich erleichtert und befördert worden.

Anders verhält es sich mit den Längenmessungen, für welche die feinsten und genauesten Instrumente, wie sie der definitiven Ausrüstung eines solchen Messungen gewidmeten Instituts entsprechen würden, zu beschaffen bisher noch nicht möglich gewesen ist. Für die ersten Probeversuche genügten aber auch schon die gebräuchlichsten theils vorhandenen, theils leicht zu beschaffenden Mittel, womit hier das Wesentlichste und Nothwendigste ebenso erreicht werden konnte, wie es früher auch bei den absoluten Messungen des Erdmagnetismus geschehen ist. Es kam hinzu, dass die ersten Versuche mit dem hergestellten Normalleiter nebst Magnetometer nicht so lange verzögert werden sollten, bis alle wünschenswerthen Einrichtungen für die Längenmessungen ganz vollendet wären; schon darum nicht, weil man die daran zu stellenden Forderungen erst aus den zu machenden Erfahrungen genau und vollständig kennen lernen wollte.

Es wurde demnach für genügend erachtet, allen zu den hier folgenden Widerstandsmessungen erforderlichen Längenbestimmungen zwei genau übereinstimmende, bei Triangulationen gebrauchte, der Leipziger Sternwarte gehörige hölzerne Doppelmeter, welche mit einer sorgfältig ausgeführten Theilung in Millimeter versehen waren, zu Grunde zu legen.

Ausserdem wurden von Mahagoniholz zwei Messstangen, jede von 4^m Länge, hergestellt, welche in einer 4^m langen hölzernen Rinne neben einander lagen, während ein gleicher dritter Stab als Decke darübergelegt wurde. Die beiden ersten Stäbe liessen sich dann

nach entgegengesetzten Seiten aus der Rinne halb herausschieben, so dass sie in der Mitte der Rinne sich eben noch berührten, ihre Endflächen also 8^m von einander entfernt waren; der dritte Stab diente dazu, sie in einer geraden Linie in der Rinne zu erhalten. An den beiden 8^m von einander entfernten Enden beider Stäbe waren endlich zwei kleine in Millimeter getheilte Elfenbeinstäbchen eingelassen, die sich sehr leicht in der Richtung der Messstangen verschieben liessen und eine genau messbare Verlängerung des 8^m grossen Abstandes bildeten.

Man sieht leicht ein, dass, wenn die 4^m lange Rinne mit diesen Maassstäben, nach Abhebung der beiden Deckel vom Multiplicator, so aufgestellt wurde, dass sie durch den Multiplicator hindurch mit den herausgeschobenen Elfenbeinschiebern bis nahe an die beiden parallelen Scalen der Ablesungsfernröhre reichte, eine wirkliche gleichzeitige Berührung beider Scalen mit den leicht beweglichen Elfenbeinschiebern sehr leicht herzustellen war, wodurch der Abstand der Scalen mit einer für den vorliegenden Zweck vollkommen genügenden Genauigkeit gemessen wurde.

Die Messung des Abstandes der beiden zum Magnetometer gehörigen parallelen, durch eine Messingröhre fest verbundenen Planspiegel von einander war noch leichter auszuführen und bedarf keiner besonderen Erläuterung.

Die Zweckmässigkeit der Scheidung des Normalleiters in zwei gleiche Theile, nämlich in den Inductor und Multiplicator, leuchtet bei Ausführung der Widerstandsmessung besonders daraus ein, dass die Bestimmung des Widerstandes dadurch abhängig gemacht wird von 4 Elementen, von denen das erste p bloss vom Inductor, das zweite q bloss vom Multiplicator abhängt, die beide constant sind und unabhängig von einander aus den bei Construction des Inductors und Multiplicators auszuführenden Messungen bestimmt werden, während das dritte und vierte Element, nämlich die Schwingungsdauer T der Magnetometernadel und die durch einen Inductionsstoss der Magnetometernadel vom Inductor ertheilte Drehungsgeschwindigkeit C, wegen ihrer Abhängigkeit vom Magnetismus der Nadel und der Erde, sowie von der Temperatur des Normalleiters variable Grössen sind, welche bei jeder Widerstandsmessung besonders und ganz von

neuem bestimmt werden müssen. — Der Widerstand w des Normalleiters wird hieraus gefunden:

$$w = \pi^2 \cdot \frac{pq}{CT^2}.$$

Es leuchtet hieraus die Wichtigkeit der Messungen ein, durch welche die beiden constanten Elemente p und q bestimmt werden, die schon bei Construction des Inductors und Multiplicators ausgeführt werden müssen und in keiner Weise durch spätere Beobachtungen oder Messungen ersetzt werden können.

$\frac{1}{2}p$ bezeichnet die Inductorfläche, worunter zu verstehen ist die Summe der Projectionsflächen aller Umwindungen des Inductors auf eine gegen die Inductorachse normale Ebene.

Wir lassen sogleich hier alle Messungen folgen, welche bei Aufwickelung des Inductors auf der alten Sternwarte zu Leipzig am 14. Mai 1877 zu genauester Bestimmung des constanten Elementes p gemacht worden sind, mit Zugrundelegung der beiden schon erwähnten, der Leipziger Sternwarte gehörigen Doppelmeter.

Es wurde nämlich erstens der Umfang der Walze, ehe der Draht aufgewunden wurde, mit Hilfe von 6 Papierstreifen bestimmt, welche in gleichen Entfernungen von einander straff um die Walze gelegt wurden, so dass Anfang und Ende jedes Streifens sich deckten. Durch einen Anfang und Ende an dieser Stelle zugleich durchbohrenden Nadelstich wurde Anfangspunkt und Endpunkt der Umwindung zugleich bezeichnet. Jeder von diesen Streifen wurde später auf einer ebenen Tafel glatt ausgebreitet und die beiden Doppelmeter daraufgelegt, so dass sie mit ihrer bis zur Kante reichenden Millimetertheilung den Papierstreifen berührten. Der Abstand der beiden Nadelstiche konnte damit bis auf $^1/_{10}{}^{mm}$ genau bestimmt werden.

Es ergab sich der Umfang der Walze im Mittel aus den Angaben zweier Beobachter:

an	der	Stelle	des	1.	Streifens	$= 3018{,}55^{mm}$
„	„	„	„	2.	„	$= 3018{,}55$
„	„	„	„	3.	„	$= 3018{,}50$
„	„	„	„	4.	„	$= 3018{,}45$
„	„	„	„	5.	„	$= 3018{,}70$
„	„	„	„	6.	„	$= 3018{,}50$

Es ergab sich hieraus die Walze, so weit diese Prüfung reicht, als fast vollkommen cylindrisch und ihr Umfang und Halbmesser:

$$2\pi c = 3018{,}54$$
$$c = 480{,}414.$$

Zweitens wurden während der Aufwindung des Drahtes sowohl die Schichten gezählt, welche die Windungen über einander bildeten, als auch die in jeder Schicht neben einander befindlichen Umwindungen. Ausserdem wurde an der bei Aufwindung des Drahtes gedrehten Walze ein Zähler befestigt und dessen Stand, welcher zu Anfang 800 war, bei Beendigung jeder Schicht von Umwindungen abgelesen, wie folgende Tabelle angibt:

Schicht	Zahl ihrer Umwindungen	Zählerstand
0.	0	800
1.	66	866
2.	66	932
3.	66	998
4.	66	1064
5.	66	1130
6.	66	1196
7.	66	1262
8.	66	1328
9.	66	1394
10.	66	1460
11.	66	1526
12.	66	1592

Summa 12 Schichten, 792 Umwindungen.

Hierauf wurde drittens der Umfang der Walze mit dem aufgewundenen Drahte auf gleiche Weise gemessen wie vorher ohne Draht, wieder nämlich mit Hilfe von 6 Papierstreifen, woraus sich der Umfang der Walze mit Draht im Mittel aus Angaben zweier Beobachter ergab:

an der Stelle des 1. Streifens = 3263,75mm
„ „ „ „ 2. „ = 3263,85
„ „ „ „ 3. „ = 3264,10
„ „ „ „ 4. „ = 3363,75
„ „ „ „ 5. „ = 3263,80
„ „ „ „ 6. „ = 3263,95

Der Umfang der Walze mit Draht ergab sich hieraus im Mittel:

$$2\pi(1+a)c = 3263,87$$
$$(1+a)c = 519,461$$
$$ac = 39,047.$$

Endlich wurde viertens noch die Länge der Walze $= 2bc$, auf welcher 66 Drahtwindungen neben einander Platz fanden, gemessen und gefunden:

$$2bc = 254,20,$$

woraus für dicht neben einander liegende Umwindungen die Drahtdicke incl. Umspinnung sich ergeben würde:

$$\frac{254,20}{66} = 3,8515.$$

Dieselbe Drahtdicke incl. Umspinnung ergibt sich aber aus der Dicke der 12 Schichten über einander, welche $= 39,047$ gefunden worden ist:

$$= \frac{39,047}{12} = 3,254.$$

Der Grund dieser Differenz liegt hauptsächlich in der baumwollenen Umspinnung, welche zwischen neben einander liegenden Umwindungen weniger zusammengedrückt wird als zwischen über einander liegenden.

Hiernach ergeben sich nun leicht die Halbmesser r der verschiedenen Schichten und die entsprechenden Flächen πrr, deren Summe mit 66 multiplicirt die Inductorfläche $\frac{1}{2}p$ gibt, nämlich in Quadratmillimetern

$$\tfrac{1}{2}p = 6222 \cdot 10^3.$$

Wir lassen ferner alle Messungen folgen, welche bei Aufwickelung des Multiplicators gemacht worden sind und zur Bestimmung des zweiten constanten Elementes q geführt haben.

Der Umfang der zum Multiplicator bestimmten Walze, ehe der Draht aufgewunden wurde, ergab sich auf gleiche Weise wie beim Inductor im Mittel aus Bestimmungen zweier Beobachter an zwei weit von einander entfernten Stellen der Walze:

an 1. Stelle $= 3017,65^{\mathrm{mm}}$
„ 2. „ $= 3018,25$

im Mittel also war dieser Umfang und der entsprechende Halbmesser:

$$2\pi c = 3017,95$$
$$c = 480,32.$$

Während der Aufwindung des Drahtes wurden die Schichten und Umwindungen gezählt, wie folgende Tafel zeigt:

Schicht.	Zahl ihrer Umwindungen	Zählerstand
0.	0	0
1.	66	66
2.	67	133
3.	67	200
4.	$66\frac{3}{4}$	266,75
5.	$65\frac{1}{4}$	332
6.	66	398
7.	66	464
8.	$65\frac{1}{6}$	529,17
9.	$65\frac{5}{6}$	595
10.	66	661
11.	65	726
12.	66	792

Summa 12 Schichten, 792 Umwindungen.

Nach Aufwindung des Drahtes wurde der Umfang der Walze wieder gemessen und gefunden:

$$2\pi(1+a)c = 3272{,}17$$
$$(1+a)c = 520{,}797$$
$$ac = 40{,}477.$$[1])

Endlich wurde auch noch die Länge der Multiplicatorwalze gemessen, nämlich

$$2bc = 254{,}20.$$

Nach diesen Messungen kann nun auch das zweite constante Element q, dessen Kenntnis zur Bestimmung des Normalwiderstandes nöthig ist, gefunden werden.

q bezeichnet nämlich das von der Einheit des Stromes im Multiplicator auf die Einheit des Magnetismus in der Centralnadel ausgeübte Drehungsmoment, welches aus den bei der Construction des Multiplicators gemessenen Grössen a, b, c und aus der Zahl der Umwindungen n berechnet werden kann, wie in den Abhandlungen der k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen Bd. 10 (1862), „Zur Galvanometrie",

1) Der für den Multiplicator etwas grössere Werth von ac als für den Inductor hat seinen Grund in etwas geringerer Spannung des Multiplicatordrahtes bei Aufwindung desselben.

S. 39 gezeigt worden ist. Es ist nämlich daselbst bewiesen worden, dass das mittlere auf den Nadelmagnetismus m ausgeübte Drehungsmoment einer Windung

$$= \frac{2\pi m}{ac} \log \frac{1 + a + \sqrt{[(1+a)^2 + b^2]}}{1 + \sqrt{(1+b^2)}}$$

ist, woraus das Drehungsmoment aller n Windungen, für die Einheit des Nadelmagnetismus, d. i. für $m = 1$, sich ergibt, nämlich

$$q = \frac{2\pi n}{ac} \log \frac{1 + a + \sqrt{[(1+a)^2 + b^2]}}{1 + \sqrt{(1+b^2)}}.$$

Hierin ist nun nach den oben angeführten Bestimmungen

$$n = 792$$
$$c = 480{,}32$$
$$a = \frac{40{,}477}{480{,}32}$$
$$b = \frac{127{,}10}{480{,}32},$$

woraus q gefunden wird:

$$q = 9{,}64015.$$

Nach dieser Bestimmung der beiden Constanten p und q aus den bei Construction des Inductors und Multiplicators gemachten Beobachtungen und Messungen reduciren sich alle Widerstandsmessungen des Normalleiters im Wesentlichen erstens auf die Beobachtungen der Schwingungsdauer T der im Multiplicator aufgehangenen Nadel und zweitens auf Beobachtungen der durch einen mit dem Inductor ausgeführten Inductionsstoss der im Multiplicator aufgehangenen Nadel ertheilten Geschwindigkeit C. Es kommen dazu drittens nur noch Hilfsbeobachtungen, die, weil die Nadel an einem elastischen Faden aufgehangen wird, zur Reduction der Schwingungsdauer auf verschwindende Elasticität dienen[1]).

1) Eine andere Art von Hilfsbeobachtungen könnte noch für die Geschwindigkeit C nöthig erscheinen, wenn gegen die durch den Multiplicator vermittelte Wirkung des Inductionsstosses auf die Nadel die unmittelbare vom Inductor selbst ausgeübte Wirkung nicht verschwände. Unter den Verhältnissen der nachher anzuführenden Versuche betrug die unmittelbare Wirkung nur $\frac{1}{1850}$ der mittelbaren, und hätte durch eine mässige Vergrösserung des Abstandes des Inductors vom Multiplicator leicht noch sehr verkleinert werden können; abgesehen hiervon würde

Aus den beiden constanten Elementen p und q und den beiden variablen Elementen T und C wird der absolute Widerstand des Normalleiters berechnet und gefunden:

$$w = \pi^2 \frac{pq}{CT^2}.$$

Zur Ausführung von Beobachtungen zur Bestimmung von T und C, welche bei jeder Messung des Normalleiterwiderstandes wiederholt werden müssen, wegen Veränderlichkeit des Erdmagnetismus und Nadelmagnetismus, von denen beide abhängig sind, findet man die nöthige Anweisung in der von Gauss gegebenen „Anleitung zur Bestimmung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel“ in den Resultaten aus den Beobachtungen des Magnetischen Vereins im Jahre 1837 S. 58—80, oder auch Gauss' Werke Bd. 5 S. 374—394, und in der Abhandlung über Widerstandsmessungen in den Abhandlungen der mathematisch-physikalischen Klasse der k. sächs. Ges. d. Wiss. Bd. 1 (1852) S. 341—360, wo eine Uebersicht der Beobachtungsmethoden zu galvanischen Messungen mit Rücksicht auf Dämpfung, insbesondere der Multiplications- und Zurückwerfungsmethode, gegeben ist, wovon die erstere Methode besonders bei schwachen, die letztere bei starken Inductionsstössen in Anwendung kommt; für dazwischen liegende Fälle kann noch eine dritte Methode dienen, wo die Nadelschwingung durch die Inductionsstösse abwechselnd vergrössert und verkleinert wird.

Als erstes Beispiel einer solchen Bestimmung der Grössen T und C und einer dadurch gegebenen Bestimmung des Normalleiterwiderstandes sollen die ersten Probeversuche dienen, welche nach Aufwindung des Inductors und Multiplicators am 13. Juni 1878 gemacht worden sind.

Die Beobachtungen zur Bestimmung von T sollen kurz Schwingungsbeobachtungen, die zur Bestimmung von C Inductionsbeobachtungen genannt werden. Letztere Beobachtungen wurden nach der oben erwähnten dritten Methode ausgeführt; es wurde nämlich die vorhandene grössere Nadelschwingung durch den 1. Inductionsstoss verkleinert, diese verkleinerte Schwingung wurde durch den 2. Inductionsstoss wieder vergrössert u. s. f.

es aber auch stets freistehen, ihren Einfluss ganz zu eliminiren, nämlich durch einen leicht zu bewerkstelligenden Wechsel der Verbindung der Drahtenden des Inductors mit denen des Multiplicators, wodurch eine verstärkende Wirkung in eine schwächende oder umgekehrt verwandelt wird.

Erste Widerstandsmessung des Normalleiters.

Uebersicht der Beobachtungen.

Leipzig, alte Sternwarte 1878, Juni 13.

200 ^{mm} lange Nadel.

4025,77 ^{mm} oder Scalenth. Abstand des östlichen Spiegels von der Scale,

3917,77 ^{mm} oder Scalenth. Abstand des westlichen Spiegels von der Scale.

20,8 ^{0} cent. Temperatur des Inductors,

20,9 ^{0} cent. Temperatur des Multiplicators.

Schwingungsbeobachtungen

(bei offener Kette).

	1131,8		944,8
$5^h\ 37^m\ 38,75^s$	435,0	$6^h\ 24^m\ 0,95^s$	620,0
55,70	1128,1	18,15	943,9
38 12,60	439,2	34,90	622,0
29,70	1125,9	52,10	942,6
46,65	441,1	25 9,00	623,2
39 3,70	1122,5	26,15	940,9

Inductionsbeobachtungen.

Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen		Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen		Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen	
	an der östlichen	westlichen Scale		an der östlichen	westlichen Scale		an der östlichen	westlichen Scale
			9.			19.		
				855,7	831,0		761,8	734,3
			10.			20.		
	675,0	645,6		594,3	562,4		687,3	658,0
	941,2	919,2		1022,0	1002,0		928,9	906,3
1.			11.			21.		
	849,3	824,6		764,8	737,2		857,9	833,1
2.			12.			22.		
	601,8	570,1		684,5	655,1		593,1	561,2
	1014,0	994,0		931,3	908,9		1020,9	1001,0
3.			13.			23.		
	769,0	741,9		856,1	831,7		764,6	737,2
4.			14.			24.		
	680,0	650,4		593,0	560,8		685,9	656,4
	934,8	912,1		1022,0	1002,3		930,9	908,4
5.			15.			25.		
	851,9	828,0		761,3	734,0		856,8	832,1
6.			16.			26.		
	596,3	563,7		688,0	658,6		595,9	564,0
	1018,0	998,2		927,1	904,3		1020,1	1000,3
7.			17.			27.		
	759,8	732,6		857,4	833,0		763,4	736,2
8.			18.			28.		
	687,5	658,0		592,3	560,7		687,0	657,5
	930,0	907,5		1021,1	1001,1		929,0	906,8

Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen an der östlichen	westlichen Scale	Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen an der östlichen	westlichen Scale	Inductions-stoss Nr.	Elongations-beobachtungen an der östlichen	westlichen Scale
29.	858,9	834,1	49.	861,9	837,3	69.	862,5	838,0
30.	592,0	560,0	50.	589,0	557,1	70.	589,0	557,2
	1022,5	1002,9		1028,5	1008,9		1027,0	1007,3
31.	762,9	735,6	51.	757,0	729,3	71.	758,0	730,3
32.	687,0	657,7	52.	693,2	664,0	72.	692,7	663,3
	928,5	906,0		923,0	900,2		923,8	900,9
33.	859,1	834,7	53.	864,9	840,4	73.	864,8	840,1
34.	593,1	561,1	54.	585,8	553,8	74.	586,6	554,5
	1022,2	1002,4		1028,5	1008,7		1028,5	1008,8
35.	765,0	737,8	55.	755,3	727,9	75.	758,9	751,3
36.	686,2	656,9	56.	695,2	666,2	76.	693,0	663,8
	931,1	908,8		921,8	898,8		924,6	901,8
37.	856,0	851,3	57.	865,3	841,0	77.	863,0	838,6
38.	594,9	562,9	58.	587,0	554,9	78.	588,8	556,9
	1020,0	1000,3		1027,9	1008,1		1027,9	1008,0
39.	759,1	731,7	59.	759,5	731,9	79.	759,3	732,0
40.	690,8	661,4	60.	692,1	663,0	80.	691,1	662,4
	925,8	903,0		924,1	901,6		923,9	961,2
41.	862,3	837,9	61.	863,1	838,7	81.	862,4	838,0
42.	589,0	556,8	62.	588,1	556,3	82.	589,7	557,8
	1025,9	1006,2		1026,7	1006,9		1025,8	1005,8
43.	762,2	734,8	63.	760,2	732,8	83.	760,2	732,9
44.	688,5	659,2	64.	690,5	661,1	84.	691,1	661,7
	928,0	905,3		925,8	903,0		925,9	903,2
45.	861,3	836,9	65.	861,7	837,0	85.	860,8	836,0
46.	590,2	558,4	66.	589,8	557,9	86.	591,8	559,7
	1024,3	1004,7		1027,2	1007,6		1024,3	1004,6
47.	759,7	732,1	67.	760,3	733,0	87.	760,2	733,0
48.	691,1	661,8	68.	691,2	662,0	88.	690,2	660,9
	924,8	902,1		925,9	903,1		927,9	905,1

Diese ganze Reihe von Inductionsbeobachtungen, woraus für einen Inductionsstoss 88 Bestimmungen an jeder von den beiden Scalen gewonnen werden, ist von zwei Beobachtern und einem Gehilfen, welcher den Inductor drehte, in Zeit von 40 Minuten gemacht worden.

Obiger Uebersicht der Beobachtungen sind endlich noch folgende Hilfsbeobachtungen beizufügen:

1. Schwingungsbeobachtungen (bei geschlossener Kette) am 1. Juni 1878.

$11^h\ 44^m\ 12{,}70^s$	1048,4	$12^h\ 21^m\ 28{,}30^s$	813,0
29,55	417,2	44,70	745,3
46,70	1042,0	22 2,35	811,9
45 3,25	423,7	18,80	647,1
20,65	1035,8	36,20	809,9
37,10	429,5	52,70	648,1
	1030,0		810,0

2. Torsionsbeobachtungen am 9. Juni 1878.

Abstand des Spiegels von der Scale = 4025,77 Scalentheile.

Torsionskreis	Nadelstand
280°	786,60
370	798,36
190	772,10
280	786,38

Beobachtungsresultate.

Erstens ergibt sich aus den oben angeführten Schwingungsbeobachtungen (bei offener Kette) nach der Gauss'schen Anleitung die Schwingungsdauer T' für unendlich kleine Bögen, und das logarithmische Decrement λ' (für den Modulus $m = 0{,}43429$):

$$T = 16{,}9647''$$
$$\lambda' = 0{,}002017.$$

Hierbei hing die Nadel an einem Faden, dessen Torsionskraft Θ im Verhältnis zur magnetischen Directionskraft mT durch die unter 2. angeführten Hilfsbeobachtungen bestimmt wird, nämlich

$$\frac{\Theta}{mT} = \frac{1}{965},$$

woraus sich die Schwingungsdauer der Nadel ohne Fadenelasticität ergibt:

$$T = 16{,}9735''.$$

Zweitens, aus den angeführten Inductionsbeobachtungen ergibt sich die gesuchte, der Nadel vom Inductor durch einen Inductionsstoss ertheilte Geschwindigkeit C nicht unmittelbar, sondern es muss zur Bestimmung von C zunächst die Gleichgewichtslage der Nadel zur Zeit aller einzelnen Elongationen gefunden werden.

Für die Zeit mitten zwischen zwei Elongationsbeobachtungen, zwischen denen kein Inductionsstoss stattgefunden hat, z. B. zwischen den Elongationen 601,8 und 1014,0 nach dem 2. Inductionsstosse, ergibt sich diese Gleichgewichtslage (für Zeiten langsamer Declinationsänderungen, wie sie für solche Messungen stets zu wählen sind) sehr leicht. Sie würde durch den Mittelwerth 807,9 bestimmt sein, wenn keine Abnahme der Schwingungsbögen stattfände; bei der aus den Hilfsbeobachtungen (für die Schwingungsdauer bei geschlossener Kette) sich ergebenden Abnahme im Verhältnis von nahe 101 : 100 muss dieser Mittelwerth um $\frac{1}{400}$ der Differenz beider Beobachtungen 1014,0 — 601,8 der letzteren genähert werden. Der Ruhestand für diese Zeit ist also

$$807,9 - \frac{1014,0 - 601,8}{400} = 808,93.$$

Ist nun die Gleichgewichtslage für alle diese Zeiten vor dem 1., ferner zwischen dem 2. und 3., 4 und 5. etc. Inductionsstoss bestimmt, so leuchtet ein, dass bei langsamen Declinationsänderungen, wie sie bei diesen Messungen stets vorausgesetzt werden dürfen, auch für alle andern Beobachtungszeiten die Gleichgewichtslagen der Nadel mit grosser Sicherheit interpolirt werden können, wie folgende Tafel auf Seite 710 für den Zeitraum der ersten 8 Inductionsstösse zeigt.

Aus der Elongation der Nadel vor jedem Inductionsstosse lässt sich nun aber die nächstfolgende Elongation berechnen, welche ohne Inductionsstoss stattgefunden haben würde; sie würde nämlich, wenn keine Abnahme der Schwingungsbögen stattfände, der vor dem Inductionsstosse entgegengesetzt gleich sein; mit Rücksicht auf die wirklich vorhandene Abnahme ergibt sich dieselbe durch Multiplication der vorhergehenden Elongation mit $-\frac{100}{101}$.

Die Differenz der wirklichen Elongation, welche aus der Beobachtung nach dem Inductionsstosse sich ergeben hat, von jener berechneten ist die Wirkung des Inductionsstosses, nämlich

Inductions-stoss Nr.	An der östlichen Scale			An der westlichen Scale		
	Beobachtung	Ruhelage	Elongation	Beobachtung	Ruhelage	Elongation
	675,0	808,8	— 133,8	645,6	783,1	— 137,5
	941,2	808,8	+ 132,4	919,2	783,1	+ 136,1
1.						
	849,3	808,8	+ 40,5	824,6	783,1	+ 41,5
2.						
	601,8	808,9	— 207,1	570,1	783,1	— 213,0
	1014,0	808,9	+ 205,1	994,0	783,1	+ 210,9
3.						
	769,0	808,5	— 39,5	741,9	782,5	— 40,6
4.						
	680,0	808,0	— 128,0	650,4	781,9	— 131,5
	934,8	808,0	+ 126,8	912,1	781,9	+ 130,2
5.						
	851,9	807,9	+ 44,0	828,0	781,9	+ 46,1
6.						
	595,5	807,8	— 212,3	563,7	782,0	— 218,3
	1018,0	807,8	+ 210,2	998,2	782,0	+ 216,2
7.						
	759,8	808,6	— 48,8	732,6	782,7	— 50,1
8.						
	687,5	809,4	— 121,9	658,0	783,4	— 125,4
	930,0	809,4	+ 120,6	907,5	783,4	+ 124,1

die Elongationsweite der durch einen Inductionsstoss in Schwingung gesetzten **ruhenden Nadel**, welche mit α bezeichnet werden soll.

Für diese Wirkung erhält man hiernach aus den oben angeführten Beobachtungen Bestimmungen nach Scalentheilen, wie folgende Tafel zeigt, denen sowohl für die östliche als auch für die westliche Scale noch Columnen beigefügt sind, welche zu besserer Uebersicht die stets positiven Differenzen zweier auf einander folgenden Inductionsstösse, nämlich eines positiven und darauf folgenden negativen Stosses, geben.

Oestliche Scale.

Inductionsstoss Nr.	Wirkung desselben	Differenzen auf einander folgender Stösse
1.	+ 40,5 + 131,1 = + 171,6	338,6
2.	— 207,1 + 40,1 = — 167,0	
3.	— 39,5 + 203,0 = + 163,5	330,6
4.	— 128,0 — 39,1 = — 167,1	
5.	+ 44,0 + 125,5 = + 169,5	338,2
6.	— 212,3 + 43,6 = — 168,7	
7.	— 48,8 + 208,0 = + 159,2	329,4
8.	— 121,9 — 48,3 = — 170,2	
etc.		

Westliche Scale.		
Inductionsstoss Nr.	Wirkung desselben	Differenzen auf einander folgender Stösse
1.	+ 41,5 + 134,7 = + 176,2	338,6
2.	− 213,0 + 41,1 = − 171,9	
3.	− 40,6 + 208,9 = + 168,3	340,0
4.	− 131,5 − 40,2 = − 171,7	
5.	+ 46,1 + 128,9 = + 175,0	347,7
6.	− 218,3 + 45,6 = − 172,7	
7.	− 50,1 + 214,0 = + 163,9	338,9
8.	− 125,4 − 49,6 = − 175,0	
etc.		

Die Wirkung der ersten 8 Inductionsstösse ist hiernach an der östlichen Scale = 1336,8, an der westlichen = 1374,7 Scalentheile; für 1 Inductionsstoss im Mittel an der östlichen 167,10, an der westlichen 171,84. Folgende Tafel gibt die Wirkungen sämmtlicher 88 Inductionsstösse, wie sie sich aus den oben angeführten Inductionsbeobachtungen ergeben.

Inductionsstösse	Oestliche Scale		Westliche Scale	
	Wirkung	Mittlere Differenz zweier Stösse	Wirkung	Mittlere Differenz zweier Stösse
1—8.	1336,8	334,20	1374,7	343,68
9—16.	1337,5	334,38	1375,6	343,90
17—24.	1333,5	333,38	1370,4	342,60
25—32.	1334,9	333,72	1371,6	342,90
33—40.	1329,1	332,28	1368,6	342,15
41—48.	1338,0	334,50	1376,1	344,02
49—56.	1335,6	333,90	1372,3	343,08
57—64.	1335,8	333,95	1372,9	343,22
65—72.	1336,5	334,12	1373,3	343,32
73—80.	1338,0	334,50	1374,8	343,70
81—88.	1331,9	332,98	1369,1	342,28
	14687,6		15099,4	

wonach die Wirkung eines Inductionsstosses im Mittel aus allen

an der östlichen Scale = 166,9045 Scalentheile
an der westlichen Scale = 171,584 Scalentheile.

Nun ist aber nach der angegebenen Entfernung des Spiegels von der Scale der Bogenwerth eines Theiles

$$\text{der östlichen Scale} = \frac{1}{2 \cdot 3917,17}$$

$$\text{der westlichen Scale} = \frac{1}{2 \cdot 4025,77};$$

folglich beträgt die Wirkung eines Inductionsstosses, gemessen durch den Bogenwerth α der von ihm hervorgebrachten Ablenkung der ruhenden Magnetnadel, nach den Beobachtungen

$$\text{an der östlichen Scale } \alpha = \frac{166,9045}{2 \cdot 3917,17} = 0,0213042$$

$$\text{an der westlichen Scale } \alpha = \frac{171,584}{2 \cdot 4025,77} = 0,0213107,$$

im Mittel also $\alpha = 0,0213075$.

Aus dieser von einem Inductionsstosse hervorgebrachten Ablenkung der Nadel $= \alpha$ wird nun nach der von Gauss gegebenen Anleitung die von einem Inductionsstosse der Nadel ertheilte Drehungsgeschwindigkeit $= C$ bestimmt. Es ist nämlich

$$C = \alpha \cdot \frac{\pi}{T'} \cdot e^{\frac{\lambda}{m\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{m\pi}{\lambda}},$$

wo λ das logarithmische Decrement für Abnahme der Schwingungsbögen bei geschlossener Kette, m den Modulus des Systems und T' die Schwingungsdauer der von magnetischer und elastischer Kraft $(MT + \Theta)$ getriebenen Nadel bezeichnet.

Aus den oben angeführten Hilfsbeobachtungen ergibt sich das logarithmische Decrement, bei geschlossener Kette, für den Modulus $m = 0,43429$:

$$\lambda = 0,0043477.$$

Da nun ferner aus den Schwingungs- und Inductionsbeobachtungen

$$T' = 16,9647''$$

und

$$\alpha = 0,0213075$$

gefunden worden ist, so ergibt sich

$$C = 0,0039656.$$

Da nun ferner aus den angeführten Schwingungsbeobachtungen, mit Rücksicht auf die durch die Hilfsbeobachtungen bestimmte Torsion, die Schwingungsdauer ohne Torsion

$$T = 16,9735''$$

gefunden worden ist; da endlich aus der Construction des Inductors und Multiplicators die beiden Constanten p und q bekannt sind, nämlich

$$p = 2{,}622200000$$
$$q = 9{,}64015;$$

so ergibt sich der gesuchte Widerstand des Normalleiters bei einer Temperatur von 20,85° cent., nach absolutem Maasse:

$$w = \pi^2 \frac{pq}{CT^2} = 10{,}36085 \cdot 10^{10}.$$

Zweite Widerstandsmessung des Normalleiters.

Uebersicht der Beobachtungen.

Leipzig, alte Sternwarte 1879, August 5.

200^{mm} lange Nadel.

3149,1^{mm} oder Scalentheile Abstand des östlichen Spiegels von der Scale,

3781,5^{mm} oder Scalentheile Abstand des westlichen Spiegels von der Scale.

26,7° cent. Temperatur des Inductors,

27,2° cent. Temperatur des Multiplicators.

Schwingungsbeobachtungen

(bei offener Kette).

	1157,3		967,2
8^h 29^m 23,70^s		9^h 1^m 47,90^s	
	327,9		516,0
40,50		2 5,50	
	1151,8		965,8
57,70		22,00	
	332,8		518,1
30 14,80		39,70	
	1146,1		963,4
31,65		56,10	
	337,8		519,6
48,95		3 13,75	
	1140,7		961,8
	1096,8		932,3
1^h 22^m 47,75^s		11^h 54^m 3,70^s	
	357,8		512,2
23 4,90		21,65	
	1093,9		930,4
21,45		37,90	
	361,7		514,2
38,95		55,65	
	1089,0		928,0
55,85		55 12,00	
	365,0		516,4
24 13,00		29,90	
	1085,8		926,0

26,66° cent. Temperatur des Inductors,

26,90° cent. Temperatur des Multiplicators.

Inductionsbeobachtungen nach der Zurückwerfungsmethode.

26,50° cent. Temperatur des Inductors,
26,74° cent. Temperatur des Multiplicators.

Oestliche Scale						Westliche Scale					
Inductionsstoss Nr.	Elongation I	Elongation II	Inductionsstoss Nr.	Elongation III	Elongation IV	Inductionsstoss Nr.	Elongation I	Elongation II	Inductionsstoss Nr.	Elongation III	Elongation IV
1.	707,3	833,8	2.	839,1	702,9	1.	661,0	813,0	2.	820,0	656,0
3.	704,6	836,0	4.	835,4	706,2	3.	658,0	816,0	4.	815,5	660,0
5.	704,6	836,0	6.	835,9	706,0	5.	658,0	816,1	6.	816,0	659,0
7.	704,1	836,3	8.	835,7	706,3	7.	657,3	816,8	8.	815,9	660,1
9.	703,3	836,9	10.	835,2	706,7	9.	656,5	817,0	10.	815,3	660,3
11.	702,0	838,7	12.	832,9	708,9	11.	655,8	819,5	12.	812,3	663,1
13.	701,3	838,9	14.	833,0	708,8	13.	654,0	819,7	14.	812,6	663,0
15.	701,3	838,9	16.	832,0	708,8	15.	654,0	819,6	16.	812,1	666,0
17.	700,7	839,4	18.	832,2	709,2	17.	653,1	820,2	18.	811,8	663,6
19.	701,1	839,0	20.	832,3	709,0	19.	653,9	819,9	20.	811,9	663,3
21.	701,0	838,8	22.	832,7	708,4	21.	653,9	819,7	22.	812,1	662,7
23.	701,1	838,4	24.	832,8	708,3	23.	653,9	819,1	24.	812,3	662,3
25.	701,6	838,0	26.	833,3	707,8	25.	654,1	818,8	26.	813,0	661,8
27.	701,8	837,7	28.	833,0	707,8	27.	654,8	818,1	28.	812,5	661,9
29.	701,2	838,0	30.	832,3	708,1	29.	654,0	818,7	30.	811,8	662,0
31.	700,3	838,1	32.	831,6	708,3	31.	653,0	818,9	32.	810,9	662,3
33.	699,1	838,9	34.	830,6	708,8	33.	651,5	819,0	34.	809,8	663,0
35	699,0	838,7	36.	830,1	708,7	35.	651,3	819,6	36.	809,2	663,0
37.	698,9	838,5	38.	830,8	708,0	37.	651,1	819,1	38.	809,9	662,0
39.	698,0	839,1	40.	829,7	708,6	39.	650,2	819,9	40.	808,8	662,8
41.	698,1	838,5	42.	829,5	708,2	41.	650,1	819,1	42.	808,2	662,2
43.	698,1	838,2	44.	829,7	707,8	43.	650,2	818,9	44.	808,8	661,9
45.	698,6	837,7	46.	829,5	707,6	45.	650,8	818,1	46.	808,5	661,5
47.	697,3	838,2	48.	829,1	708,0	47.	649,5	819,0	48	808,0	662,0
49.	696,7	838,2	50.	828,2	708,3	49.	648,3	818,9	50.	806,9	662,3
51.	696,2	838,8	52.	827,3	708,9	51.	648,0	819,5	52.	805,8	663,1
53.	695,1	840,0	54.	826,3	709,6	53.	646,7	821,0	54.	804,6	664,0
55.	694,3	840,0	56.	826,3	709,1	55.	645,9	821,0	56.	804,7	663,3
57.	694,9	839,5	58.	826,0	709,7	57.	646,2	820,3	58.	804,0	664,1
59.	695,0	839,1	60.	826,6	709,1	59.	646,3	819,9	60.	804,8	663,3
61.	694,6	839,9	62.	828,2	707,9	61.	645,9	820,9	62.	806,9	662,0
63.	696,9	837,8	64.	828,9	707,6	63.	648,8	818,2	64.	807,8	661,7
65.	696,4	838,2	66.	828,3	707,3	65.	648,0	818,9	66.	807,0	661,2
67.	696,9	837,4	68.	828,0	707,8	67.	648,8	818,0	68.	806,5	661,8
69.	695,9	838,8	70.	827,6	709,0	69.	647,7	819,5	70.	806,0	663,2

Oestliche Scale						Westliche Scale					
Inductionsstoss Nr.	Elongation I	Elongation II	Inductionsstoss Nr.	Elongation III	Elongation IV	Inductionsstoss Nr.	Elongation I	Elongation II	Inductionsstoss Nr.	Elongation III	Elongation IV
71.	695,7	839,3	72.	826,8	709,2	71.	647,2	820,1	72.	805,0	663,8
73.	694,6	839,6	74.	826,1	709,2	73.	646,0	820,5	74.	804,2	663,5
75.	694,3	839,7	76.	826,4	709,1	75.	645,8	820,7	76.	804,6	663,2
77.	694,7	839,3	78.	826,0	709,6	77.	646,0	820,2	78.	804,0	664,0
79.	694,1	840,7	80.	824,7	710,8	79.	645,1	821,9	80.	802,7	665,3
81.	694,0	840,8	82.	825,4	710,7	81.	645,0	821,9	82.	803,4	665,0
83.	693,8	841,1	84.	825,7	710,8	83.	644,9	822,2	84.	803,8	665,3
85.	694,1	841,2	86.	825,7	710,7	85.	645,5	822,2	86.	803,9	665,2
87.	694,9	840,7	88.	825,7	710,3	87.	645,9	821,7	88.	803,8	664,9
89.	693,0	841,2	90.	824,6	711,0	89.	644,0	822,5	90.	802,4	665,6

Hilfsbeobachtungen.

1. Schwingungsbeobachtungen bei geschlossener Kette am 4. August 1879.

28,1° cent. Temperatur des Inductors,
27,44° cent. Temperatur des Multiplicators.

	1207,0			838,0
6h 23m 34,50s	262,3		6h 57m 6,10s	632,9
51,80	1188,2		24,85	636,9
24 8,65	273,8		40,15	632,1
26,10	1177,7		59,00	835,7
42,65	283,7		58 14,30	636,6
25 0,15	1167,9		33,10	831,1

2. Torsionsbeobachtungen am 4. August 1879.

3149,1mm Abstand des östlichen Spiegels von der Scale,
3781,5mm Abstand des westlichen Spiegels von der Scale.
26,0° cent. Temperatur des Inductors.

Torsionskreis		Westliche Scale Ruhelage
161,8°		742,28
161,7	$+2\pi$	806,13
161,8	-2π	673,41
161,9	$+2\pi$	800,75
161,8	-2π	662,31
161,9	$+2\pi$	799,80
161,7	-2π	669,96
161,8	-4π	622,37
161,8	$+4\pi$	871,34
161,8		722,28

Beobachtungsresultate.

Erstens ergibt sich aus den oben angeführten Schwingungsbeobachtungen bei offener Kette

$$T' = 17{,}05635''$$
$$\lambda' = 0{,}0022642.$$

Hierbei hing die Nadel an einem Faden, dessen Torsionskraft Θ im Verhältnis zur magnetischen Directionskraft MT durch die unter 2. angeführten Hilfsbeobachtungen bestimmt wird, nämlich

$$\frac{\Theta}{MT} = 0{,}0013285,$$

woraus sich die Schwingungsdauer der Nadel ohne Fadentorsion ergibt:

$$T = 17{,}07905''.$$

Zweitens, über die oben angeführten Inductionsbeobachtungen ist zunächst zu bemerken, dass sie ganz nach der Methode der Zurückwerfung ausgeführt worden sind, wodurch sie sich von den früheren, am 13. Juni 1878 ausgeführten Beobachtungen unterscheiden, wo zur Vergrösserung der Nadelschwingungen die Zurückwerfungsmethode mit der Multiplicationsmethode verbunden worden war. Die Vergleichung dieser beiden Methoden war jedenfalls nicht ohne Interesse.

Aus obiger, von zwei Beobachtern und einem Gehilfen in 50 Minuten nach der Zurückwerfungsmethode ausgeführten Beobachtungsreihe, welche für die Wirkung eines Inductionsstosses 90 an der östlichen und ebenso viel an der westlichen Scale gemachte Bestimmungen enthält, ergibt sich nun nach bekannten Vorschriften aus der Differenz der Beobachtungen der I. und III. Columne ein grösserer Schwingungsbogen A, nämlich an der östlichen Scale $= \frac{131{,}689}{6298{,}2} = 0{,}0209093$, an der westlichen Scale $= \frac{158{,}310}{7563} = 0{,}0209324$, im Mittel

$$A = 0{,}0209208;$$

aus der Differenz der Beobachtungen der II. und IV. Columne ergibt sich ein kleinerer Schwingungsbogen B, an der östlichen Scale $= \frac{130{,}202}{6298{,}2} = 0{,}020673$, an der westlichen Scale $= \frac{156{,}649}{7563} = 0{,}0207125$, im Mittel

$$B = 0{,}0206928.$$

A zu B steht im Verhältnis zweier auf einander folgenden Schwingungsbögen, wodurch das logarithmische Decrement (für den Modulus $m = 0{,}43429$) bestimmt ist, nämlich

$$\lambda = \log \frac{A}{B} = 0{,}0043489.$$

Es ist hierbei zu beachten, dass die Methode der Zurückwerfung zur Bestimmung des logarithmischen Decrements nur bei schneller Abnahme der Schwingungsbögen geeignet ist, und dass in vorliegendem Falle, wo diese Abnahme nur etwa 1 Procent beträgt, keine genaue Bestimmung erwartet werden kann. Zu genauerer Bestimmung sind daher schon unter den Hilfsbeobachtungen Schwingungsbeobachtungen bei gesschlossener Kette angeführt worden, aus denen der Werth dieses Decrementes genauer erhalten wird, nämlich

$$\lambda = 0{,}005537.$$

Anders verhält es sich aber mit Bestimmung der der Nadel durch einen Inductionsstoss ertheilten Geschwindigkeit, wozu solche nach der Zurückwerfungsmethode ausgeführte Beobachtungen, auch bei schwacher Dämpfung, sehr wohl geeignet sind.

Diese mit C bezeichnete Geschwindigkeit ist:

$$C = \frac{\sqrt{\left(\pi^2 + \frac{\lambda'^2}{m^2}\right)}}{T'} \cdot \frac{A^2 + B^2}{2\sqrt{AB}} \cdot \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{1}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\lambda}{m\pi}},$$

und setzt man darin die gefundenen Werthe

$$\begin{aligned} T' &= 17{,}05635 \\ \lambda' &= 0{,}0022642 \\ \lambda &= 0{,}005537 \\ A &= 0{,}0209208 \\ B &= 0{,}0206928, \end{aligned}$$

so erhält man:

$$C = 0{,}0038326.$$

Nun war aber die Schwingungsdauer der Nadel ohne Torsion

$$T = 17{,}07905$$

aus den oben angeführten Schwingungsbeobachtungen bei offener Kette gefunden worden; folglich ergibt sich hieraus und aus dem Werthe der beiden Constanten

$$\begin{aligned} p &= 2{,}622200000 \\ q &= 9{,}64015 \end{aligned}$$

der gesuchte Widerstand des Normalleiters bei einer Temperatur von 26,62° cent., nach absolutem Maasse:

$$w = \pi r^2 \frac{pq}{CT^2} = 10,5907 \cdot 10^{10}.$$

Da die Beobachtungen am 5. August 1879 nach der Zurückwerfungsmethode gemacht worden sind, so ist daraus der Widerstand w auch in der auf diese Methode begründeten besonderen Weise berechnet worden, welche am schnellsten zum Ziele führte. Doch lassen sich dieselben Beobachtungen auch in der Weise wie die früheren vom 13. Juni 1878 berechnen, wodurch im Einzelnen mehr Einsicht und genauere Vergleichung aller Inductionsstösse unter einander gewonnen wird, wie folgende danach berechnete Tafel beweist.

Inductionsstoss Nr.	Oestliche Scale	Westliche Scale	Inductionsstoss Nr.	Oestliche Scale	Westliche Scale	Inductionsstoss Nr.	Oestliche Scale	Westliche Scale
			31.	130,16	156,95	61.	130,58	157,45
2.	130,54	157,07	32.	129,73	156,15	62.	131,95	158,76
3.	132,94	159,95	33.	130,72	157,16	63.	130,36	156,31
4.	129,97	155,74	34.	129,96	156,05	64.	130,28	156,61
5.	129,47	154,67	35.	129,92	156,69	65.	129,72	157,64
6.	129,84	156,56	36.	129,72	155,66	66.	130,58	157,10
7.	130,20	155,40	37.	129,68	156,24	67.	129,93	156,82
8.	129,99	156,65	38.	130,37	157,60	68.	129,54	155,81
9.	130,58	157,18	39.	131,11	157,97	69.	131,21	157,36
10.	130,24	156,73	40.	130,26	157,09	70.	129,92	156,12
11.	131,72	157,89	41.	129,92	156,64	71.	130,27	157,04
12.	129,53	155,87	42.	130,02	155,88	72.	129,77	155,87
13.	129,97	156,56	43.	130,05	156,89	73.	130,49	157,06
14.	130,08	156,57	44.	130,17	156,78	74.	130,10	156,41
15.	130,07	156,70	45.	129,66	156,22	75.	130,34	157,02
16.	130,03	154,76	46.	129,68	156,04	76.	130,51	156,94
17.	130,57	155,75	47.	130,56	157,39	77.	130,12	157,01
18.	129,99	156,55	48.	130,18	156,61	78.	129,68	155,91
19.	129,65	156,21	49.	130,46	157,44	79.	130,66	157,62
20.	129,77	156,20	50.	129,87	156,46	80.	129,42	155,87
21.	129,73	156,30	51.	130,42	157,21	81.	129,53	156,39
22.	130,21	156,51	52.	129,66	155,97	82.	129,90	156,43
23.	129,97	156,40	53.	130,83	157,18	83.	130,17	157,11
24.	130,07	156,52	54.	129,95	156,76	84.	130,27	156,66
25.	129,62	156,44	55.	130,39	157,05	85.	130,17	156,84
26.	130,13	156,88	56.	130,59	157,06	86.	130,22	156,48
27.	129,86	155,33	57.	130,09	156,95	87.	129,83	156,49
28.	129,74	155,89	58.	129,59	155,80	88.	130,01	156,13
29.	130,16	156,74	59.	129,39	155,96	89.	130,97	157,95
30.	129,68	156,18	60.	129,96	156,37	90.	130,06	156,42

Obige Tafel gibt für jeden Inductionsstoss die von ihm der Nadel (wenn sie sich in Ruhe befunden hätte) ertheilte Ablenkung in Scalentheilen, welche an der östlichen Scale mit 6298,2, an der westlichen mit 7563 dividirt den Ablenkungsbogen in Theilen des Halbmessers gibt. Der Mittelwerth aller dieser Bestimmungen ist:

für die östliche Scale = 0,02067
für die westliche Scale = 0,02071,

im Mittel aus beiden

$$\alpha = 0{,}02069,$$

und hieraus ergibt sich, da $T' = 17{,}05635''$ und $\lambda = 0{,}005537$ ist,

$$C = \alpha \cdot \frac{\pi}{T'} \cdot e^{\frac{\lambda}{m\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{m\pi}{\lambda}} = 0{,}003835,$$

und ferner, da $T = 17{,}07905''$ und $\log pq = 10{,}07905$ ist,

$$w = \pi^2 \frac{pq}{CT^2} = 10{,}584 \cdot 10^{10},$$

also ein von dem vorher gefundenen nicht merklich verschiedener Werth.

Der Mittelwerth von w aus obigen beiden Bestimmungen ist

$$w = 10{,}587 \cdot 10^{10},$$

der hiernach bei einer Temperatur von 26,62° cent. des Normalleiters als rein absoluter Widerstand zu betrachten ist, wenn bei so geringem Unterschiede von dem Vorzug, den die letztere Berechnung durch genauere Vergleichung aller einzelnen Inductionsstösse zu verdienen scheint, abgesehen wird.

Dritte Widerstandsmessung des Normalleiters.

Die beiden vorhergehenden Messungen als erste Proben beweisen, dass auf dem eingeschlagenen Wege mit den beschriebenen Instrumenten der beabsichtigte Zweck sich wohl erreichen lasse. Der Unterschied der beiden Messungsresultate ist sehr gering, es ist nämlich

nach der ersten Messung $w = 10{,}36085 \cdot 10^{10}$,
bei 20,85° cent. Temperatur,
und nach der zweiten Messung $w = 10{,}58700 \cdot 10^{10}$,
bei 26,62° cent. Temperatur;

und dieser kleine Unterschied ist fast ganz auf Rechnung des Temperaturunterschiedes von 5,77° cent., welcher dabei stattgefunden hat, zu setzen.

Dieses günstige Resultat der ersten Messungen kann zum Beweise dienen, dass die angewandten Mittel, wenn sie auch noch der Vervollkommnung fähig sind, doch dem Zwecke im Wesentlichen schon jetzt genügen.

Was die Messungsoperationen im engeren Sinne betrifft, so sind dieselben durch die gewählte Messungsmethode auf blosse Zeit- und Längenmessung reducirt, wovon die ersteren, durch die schon erwähnte Mitwirkung seitens der Sternwarte, alle wünschenswerthe Sicherheit und Genauigkeit gewährten, was von den Längenmessungen nicht in gleichem Grade gilt. Indessen haben auch diese, wie die Uebereinstimmung der Resultate beweist, im Wesentlichen genügt, und nur zu grösserer Sicherheit und Erleichterung der auszuführenden Messungen wird noch möglichst Sorge zu tragen sein für festere Aufstellung der Instrumente, so weit es die Festigkeit des Gebäudes gestattet, und für möglichste Erleichterung der bei jeder Messung zu wiederholenden Prüfungen, insbesondere des Abstandes der beiden Scalen von einander und der richtigen Begrenzung der Inductionsstösse durch leicht stellbare und gut zu fixirende Hemmungen des drehbaren Inductors.

Ein Umstand jedoch bedarf bei diesen Messungen noch einer eingehenderen Erörterung, nämlich die Wahl des zur Nadel dienenden Magnets, welche bei der getroffenen Einrichtung im Grunde noch ganz frei gelassen ist, indem nur das Schiffchen, in welches der zur Nadel dienende Magnet eingelegt werden soll, gegeben ist.

Bei den ersten Probeversuchen war nun ein 200^{mm} langer Magnet als Nadel eingelegt worden, dessen Schwingungsdauer 17 Secunden betrug, die bei einiger Uebung sich hinreichend gross zur Ausführung der Inductionsstösse und Beobachtungen ergab. Diese Nadellänge war etwa der fünfte Theil vom Durchmesser des Multiplicators, woraus sich ergab, dass die Vertheilungsweise des Magnetismus in der Nadel nur von sehr geringem Einfluss sein konnte; doch schien es wünschenswerth, für diesen Einfluss, so klein er sein mochte, eine nähere Kenntnis aus Beobachtungen zu gewinnen, was durch eine blosse Vertauschung der Nadeln bei den Messungen, z. B. der 200^{mm} langen Nadel mit einer 100^{mm} langen, leicht erreicht werden konnte.

Es soll daher den beiden vorhergehenden Widerstandsmessungen noch eine dritte, mit 100^{mm} langer Nadel ausgeführte, Messung beigefügt werden. Die Beobachtungen sind wieder, wie bei der zweiten

Messung, nach der Zurückwerfungsmethode gemacht worden, am 7. August 1879.

Für den vorliegenden Zweck bedarf es nach den vorausgeschickten Proben keiner ausführlichen Beschreibung aller Beobachtungen, sondern es genügt eine kurze Anführung der aus den Beobachtungen gewonnenen Resultate.

Beobachtungsresultate.

Erstens, aus den Schwingungsbeobachtungen bei offener Kette hat sich ergeben:

$$T' = 30{,}6139''$$
$$\lambda' = 0{,}003791.$$

Die Torsionskraft des Fadens, an welchem die Nadel hing, im Verhältnis zur magnetischen Directionskraft war:

$$\frac{\Theta}{MT} = 0{,}005035,$$

woraus sich die Schwingungsdauer ohne Fadentorsion ergibt:

$$T = 30{,}6908''.$$

Temperatur des Inductors 24,53° cent., des Multiplicators 24,64° cent.

Zweitens, aus den Inductionsbeobachtungen, nach der Methode der Zurückwerfung, ergeben sich der grössere und kleinere Schwingungsbogen im Mittel aus den Beobachtungen an der östlichen und westlichen Scale:

$$A = 0{,}011468, \quad B = 0{,}0114055.$$

Hieraus würde sich das logarithmische Decrement für die Abnahme der Schwingungsbögen (für den Modulus $m = 0{,}43429$) ergeben $= \log\frac{A}{B} = 0{,}002373$, was aber bei seiner Kleinheit viel genauer aus Schwingungsbeobachtungen bei geschlossener Kette bestimmt werden kann und gefunden worden ist:

$$\lambda = 0{,}003967.$$

Die der Nadel durch einen Inductionsstoss ertheilte Geschwindigkeit C wird nun aus den gefundenen Grössen:

$$\begin{aligned} T' &= 30{,}6139'' \\ \lambda' &= 0{,}003791 \\ \lambda &= 0{,}003967 \\ A &= 0{,}011468 \\ B &= 0{,}011405 \end{aligned}$$

berechnet, nämlich

$$C = \frac{\sqrt{\left[\pi^2 + \left(\frac{\lambda'}{m}\right)^2\right]}}{T'} \cdot \frac{A^2 + B^2}{2\sqrt{AB}} \cdot \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{1}{\pi}\,\mathrm{arc\,tg}\,\frac{\lambda}{m\pi}}.$$

Man findet hieraus

$$C = 0{,}0011737,$$

und da $\log \pi^2 pq = 11{,}073346$ gegeben und die Schwingungsdauer T (ohne Torsion)

$$T = 30{,}6908''$$

aus Beobachtungen bestimmt worden ist, ergibt sich der Normalleiterwiderstand bei 24,58° cent. Temperatur

$$w = \pi^2 \frac{pq}{CT^2} = 10{,}7098 \cdot 10^{10}.$$

Mit derselben 100^{mm} langen Nadel, mit welcher die zuletzt beschriebene Messung ausgeführt worden ist, sind am nämlichen und den folgenden Tagen noch mehrere Messungen von verschiedenen Beobachtern gemacht, und es ist daraus gefunden worden:

am 7. Aug. $w = 10{,}755 \cdot 10^{10}$ bei 24,45° cent. des Inductors
24,56° cent. des Multiplicators,
am 13. Aug. $w = 10{,}148 \cdot 10^{10}$ bei 18,00° cent. des Inductors
17,44° cent. des Multiplicators,
am 15. Aug. $w = 10{,}622 \cdot 10^{10}$ bei 20,86° cent. des Inductors
20,86° cent. des Multiplicators,
am 16. Aug. $w = 10{,}613 \cdot 10^{10}$ bei 20,94° cent. des Inductors
20,21° cent. des Multiplicators,
am 17. Aug. $w = 10{,}655 \cdot 10^{10}$ bei 21,53° cent. des Inductors
21,96° cent. des Multiplicators.

Jede von diesen Messungen war ungefähr in der Zeit von zwei Stunden ausgeführt worden, wobei hier immer zwei Beobachter und ein Gehilfe für die Inductordrehung zusammen gewirkt hatten. Es waren hierbei alle Inductionsbeobachtungen an beiden Scalen gleichzeitig gemacht worden, was etwas grössere Sicherheit gewährt, aber nicht unbedingt nothwendig ist; würden diese Beobachtungen nur an einer Scale gemacht, so könnte die ganze Messung in der gegebenen Zeit von einem Beobachter mit einem Gehilfen ausgeführt werden.

Die angeführten Resultate von 8 Widerstandsmessungen, von denen die drei ersten genauer beschrieben worden sind, gelten nun

zwar alle für denselben Normalleiter, aber nicht für dieselbe Temperatur, sondern es war die Temperatur des Normalleiters nach obigen Angaben im Mittel:

bei der ersten Messung,	wo	$w = 10{,}36085 \cdot 10^{10}$,	$t = 20{,}85^0$	cent.
„ „ zweiten „	„	$w = 10{,}5907 \cdot 10^{10}$,	$t = 26{,}62^0$	„
„ „ dritten „	„	$w = 10{,}7098 \cdot 10^{10}$,	$t = 24{,}58^0$	„
„ „ vierten „	„	$w = 10{,}755 \cdot 10^{10}$,	$t = 24{,}50^0$	„
„ „ fünften „	„	$w = 10{,}148 \cdot 10^{10}$,	$t = 17{,}72^0$	„
„ „ sechsten „	„	$w = 10{,}622 \cdot 10^{10}$,	$t = 20{,}86^0$	„
„ „ siebenten „	„	$w = 10{,}613 \cdot 10^{10}$,	$t = 20{,}57^0$	„
„ „ achten „	„	$w = 10{,}655 \cdot 10^{10}$,	$t = 20{,}74^0$	„

Abgesehen von der Temperatur findet noch der Unterschied statt, dass die beiden ersten Messungen mit einer 200^{mm} langen Galvanometernadel, alle anderen mit einer 100^{mm} langen Nadel gemacht worden waren.

Nach bekannten Beobachtungen können diese bei verschiedenen Temperaturen des Normalleiters gemachten Widerstandsmessungen leicht auf eine mittlere Temperatur, z. B. von 24^0 cent., reducirt werden, nämlich durch Multiplication des gefundenen Werthes von w mit dem Factor $(1 + 0{,}00371 \cdot \Theta)$, wo Θ die Differenz bezeichnet, um welche die Temperatur des Normalleiters unter 24^0 cent. war. Es ergibt sich hiernach der Widerstand des Normalleiters bei 24^0 cent.

aus der ersten Messung	$w = 10{,}48166 \cdot 10^{10}$
„ „ zweiten „	$w = 10{,}48776 \cdot 10^{10}$
„ „ dritten „	$w = 10{,}68656 \cdot 10^{10}$
„ „ vierten „	$w = 10{,}735 \cdot 10^{10}$
„ „ fünften „	$w = 10{,}382 \cdot 10^{10}$
„ „ sechsten „	$w = 10{,}7458 \cdot 10^{10}$
„ „ siebenten „	$w = 10{,}7478 \cdot 10^{10}$
„ „ achten „	$w = 10{,}7441 \cdot 10^{10}$.

Beachtet man endlich noch, dass die ersten beiden Messungen mit einer 200^{mm}, die sechs letzten Messungen mit einer 100^{mm} langen Nadel gemacht worden waren, so leuchtet ein, dass eine genaue Vergleichung dieser Messungen noch eine andere Reduction derselben, nämlich auf unendlich kleine Nadellänge, fordert.

Die Nadellänge von 200^{mm} war nahezu nur $1/5$ des Multiplicatordurchmessers, die Nadellänge von 100^{mm} also nur $1/10$. Für so kleine Nadellängen ergibt sich leicht, dass die Correction des Widerstands w

wegen der Nadellänge dem Quadrate der Nadellänge sehr nahe proportional sein müsse, bei 200^{mm} langer Nadel also 4 mal grösser als bei 100^{mm} langer Nadel, und dass folglich der Unterschied der mit beiden Nadeln ausgeführten Messungen 3 mal grösser sein soll als die ganze an den mit der kleineren Nadel ausgeführten Messungen anzubringende Correction.

Es ergibt sich nun der mit der längeren Nadel gemessene Widerstand des Normalleiters bei 24° cent. Temperatur im Mittel aus den beiden ersten hier näher beschriebenen Messungen $= 10{,}4847 \cdot 10^{10}$, der mit der kürzeren Nadel gemessene Widerstand bei derselben Temperatur aus der dritten, ebenfalls hier näher beschriebenen Messung $= 10{,}68656 \cdot 10^{10}$; folglich der dritte Theil ihrer Differenz

$$= 0{,}06728 \cdot 10^{10}$$

als Correction für die mit 100^{mm} langer Nadel gemachten Messungen, und ferner die Correction für die mit 200^{mm} langer Nadel gemachten Messungen viermal grösser

$$= 0{,}26912 \cdot 10^{10}.$$

Nach diesen Correctionen erhält man endlich den Widerstand w des Normalleiters bei 24° cent. Temperatur

aus der ersten Messung $= 10{,}75079 \cdot 10^{10}$
„ „ zweiten „ $= 10{,}75689 \cdot 10^{10}$
„ „ dritten „ $= 10{,}75384 \cdot 10^{10}$,

im Mittel also aus diesen drei Messungen

$$w = 10{,}75384 \cdot 10^{10}.$$

Nachdem auf die beschriebene Weise ein Normalleiter hergestellt worden ist, dessen Widerstand jederzeit nach absolutem Maasse genau bestimmt werden kann, so ist dadurch der Weg gebahnt zu stetem Gebrauche nicht bloss des absoluten Widerstandsmaasses, sondern überhaupt zum Gebrauche lauter absoluter Maasse in der ganzen Elektrodynamik.

Die Elektrodynamik bietet drei Arten von Grössen für Messungen dar, nämlich elektromotorische Kräfte, Leitungswiderstände und Stromintensitäten, die nach den Ohm'schen Gesetzen in solcher Beziehung zu einander stehen, dass, wenn die

Grössen zweier Arten gemessen werden können, die Grössen der dritten Art durch Rechnung daraus bestimmt werden können.

Nun können Stromintensitäten aus Fernwirkungen der Ströme auf Magnete oder andere Ströme nach absolutem Maasse bestimmt oder gemessen werden, nämlich mit Hilfe von Galvanometern und Dynamometern; kommen also zu diesen absoluten Strommessungen nun noch absolute Widerstandsmessungen hinzu, so ist dadurch der Weg auch für absolute Messungen elektromotorischer Kräfte gebahnt.

Es ist aber zu diesem Zwecke nothwendig, nicht bloss einen Normalleiter zu haben, dessen Widerstand zu jeder Zeit nach absolutem Maasse bestimmt werden kann, sondern es wird ausserdem erfordert, jederzeit auf dem Wege der Beobachtung auch über Gleichheit oder Ungleichheit zweier Leiter entscheiden zu können und dadurch zur Herstellung von Widerstandsscalen nach absolutem Maasse in Stand gesetzt zu werden. Die zur Ausführung solcher Beobachtungen zu treffenden Einrichtungen sollen zum Gegenstand genauerer Erörterung in einer künftigen Abhandlung gemacht werden.

Solche Einrichtungen vorausgesetzt, kann auch die Kenntnis elektromotorischer Kräfte nach absolutem Maasse aus gewonnener Kenntnis absoluter Widerstände und Stromintensitäten erlangt werden, wie aus folgendem Beispiele sich näher ergibt, welches zeigt, wie absolute Maassbestimmungen elektromotorischer Kräfte einer Volta'schen Säule oder einer Inductionsmaschine und deren Aenderungen zugleich mit den Widerständen derselben und deren Aenderungen gewonnen werden können.

Setzt man voraus, was entweder wirklich stattfindet oder leicht herzustellen ist, dass die Widerstände des Inductors und Multiplicators gleich seien, und bezeichnet mit e und x die elektromotorische Kraft und den Widerstand der Säule oder Inductionsmaschine zu Anfang, ferner mit $e + \varepsilon$ und $x + \xi$ dieselben zu irgend einer späteren Zeit, und bezeichnet endlich drei zu Anfang gemessene Stromintensitäten mit i^0, i' und i'', und dieselben zu jener spätern Zeit mit i_0, $i_{\prime}$ und $i_{\prime\prime}$, wo nämlich i^0 und i_0 die Stromintensitäten der Säule oder Inductionsmaschine sind, wenn dieselbe bloss durch den den Multiplicator bildenden Theil des Normalleiters geschlossen wird, folglich der Widerstand der Kette $= x + \frac{1}{2}w$ ist; ferner i' und $i_{\prime}$ dieselbe Bedeutung für die durch den ganzen

Normalleiter geschlossene Kette haben, der Widerstand der Kette folglich $= x + w$ ist; endlich i'' und $i_{,,}$ auch dieselbe Bedeutung haben, aber für die von beiden Theilen des Normalleiters, Multiplicator und Inductor neben einander, geschlossene Kette, deren Widerstand folglich $= x + \frac{1}{4}w$ ist.

Nach den Ohm'schen Gesetzen ergibt sich hieraus für die Ströme zu Anfang:

$$i^0 = \frac{e}{x + \frac{1}{2}w}, \quad i' = \frac{e}{x + w}, \quad i'' = \frac{e}{x + \frac{1}{4}w};$$

für die Ströme zur anderen Zeit:

$$i_0 = \frac{e + \varepsilon}{x + \xi + \frac{1}{2}w}, \quad i_, = \frac{e + \varepsilon}{x + \xi + w}, \quad i_{,,} = \frac{e + \varepsilon}{x + \xi + \frac{1}{4}w}.$$

Aus den drei ersten Gleichungen folgt:

$$2\frac{x}{w} = \frac{i'}{i^0 - i'} - 1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{i''}{i'' - i^0} - 1;$$

aus den drei letzten Gleichungen folgt:

$$2\frac{x + \xi}{w} = \frac{i_,}{i_0 - i_,} - 1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{i_{,,}}{i_{,,} - i_0} - 1,$$

und hieraus wird erhalten:

$$i'' = \frac{2i^0 i'}{3i' - i^0} \quad \text{und} \quad i_{,,} = \frac{2i_0 i_,}{3i_, - i_0}.$$

Es brauchen daher nur die beiden Ströme i^0 und i' zu Anfang und die beiden Ströme i_0 und $i_,$ zur anderen Zeit gemessen zu werden, weil der dritte Strom i'' und $i_{,,}$ aus ihnen berechnet werden kann. Die Messung der beiden Ströme i'' und $i_{,,}$ dient daher nur zur Vergleichung der berechneten Werthe mit den gemessenen, und dadurch zur Prüfung der Genauigkeit der Messungen.

Aus der Differenz obiger Werthe von $\frac{x}{w}$ und $\frac{x + \xi}{w}$ ergibt sich die Gleichung

$$\frac{\xi}{w} = \frac{1}{4}\left(\frac{i_0}{i_0 - i_,} - \frac{i^0}{i^0 + i'}\right),$$

und aus obigen Gleichungen für i^0, i', i_0 und $i_,$

$$e = (x + \tfrac{1}{2}w)\, i^0 = (x + w)\, i'$$
$$e + \varepsilon = (x + \xi + \tfrac{1}{2}w)\, i_0 = (x + \xi + w)\, i_,,$$

woraus erhalten wird

$$\frac{e}{w} = \frac{1}{2} \cdot \frac{i^0 i'}{i^0 - i'} \text{ und } \frac{e + \varepsilon}{w} = \frac{1}{2} \cdot \frac{i_0 i_,}{i_0 + i_,};$$

folglich

$$\frac{\varepsilon}{w} = \frac{1}{2} \left(\frac{i_0 i_,}{i_0 - i_,} - \frac{i^0 i'}{i^0 - i'} \right).$$

Es bedarf also, ausser den zu Anfang zu machenden Messungen der Ströme i^0 und i', für jede andere Zeit nur noch der Messung der Ströme i_0 und $i_,$, um die Aenderung der elektromotorischen Kraft sowohl als auch des Widerstandes der Säule oder Inductionsmaschine in der Zwischenzeit zu erfahren, und diese beiden Messungen unterscheiden sich von einander bloss dadurch, dass zwischen Säule (oder Inductionsmaschine) und Multiplicator der Inductor entweder ausgeschlossen bleibt oder eingeschaltet wird, was ohne Zeitverlust vermittels eines Commutators leicht bewerkstelligt werden kann.

Werden die Ströme mit der Tangentenboussole gemessen, deren Multiplicator vom Normalleiter gebildet wird, so wird

$$i^0 = \frac{T}{q} \operatorname{tg} v^0, \quad i' = \frac{T}{q} \operatorname{tg} v', \quad i_0 = \frac{T}{q} \operatorname{tg} v_0, \quad i_, = \frac{T}{q} \operatorname{tg} v_,$$

gefunden, wo T die horizontale Componente des Erdmagnetismus und v^0, v', v_0, $v_,$ die beobachteten von den Strömen i^0, i', i_0, $i_,$ hervorgebrachten Nadelablenkungen bezeichnen, und q die aus der Construction des Multiplicators bekannte Constante. Substituirt man diese Werthe, so erhält man

$$\frac{\xi}{w} = \frac{1}{4} \left(\frac{\operatorname{tg} v_0}{\operatorname{tg} v_0 - \operatorname{tg} v_,} - \frac{\operatorname{tg} v^0}{\operatorname{tg} v^0 - \operatorname{tg} v'} \right)$$

$$\frac{\varepsilon}{w} = \frac{T}{2q} \left(\frac{\operatorname{tg} v_0 \operatorname{tg} v_,}{\operatorname{tg} v_0 - \operatorname{tg} v_,} - \frac{\operatorname{tg} v^0 \operatorname{tg} v'}{\operatorname{tg} v^0 - \operatorname{tg} v'} \right).$$

In allen Fällen, wo der absolute Werth der zu messenden elektromotorischen Kräfte besonders in Betracht kommt, dürfte es angemessen erscheinen, jeder solchen Beobachtungsreihe eine genaue Widerstandsmessung des Normalleiters vorausgehen und folgen zu lassen. Doch kann derselbe Zweck noch leichter und vollkommener dadurch erreicht werden, dass zwischen den angegebenen Strommessungen i^0, i' und i_0, $i_,$ eine Beobachtungsreihe zur Bestimmung

der bei einer bloss aus Inductor und Multiplicator gebildeten Kette durch einen Inductionsstoss hervorgebrachten Nadelelongation α eingeschaltet wird, welche in einer eben solchen Reihe von Inductionsbeobachtungen besteht, wie bei jeder Widerstandsmessung zur Bestimmung der Geschwindigkeit C gemacht wurde.

Sind ausserdem aus vorher oder nachher gemachten Schwingungs- und Torsions-Beobachtungen die Werthe T', T, λ', λ bekannt, so kann C und α bestimmt werden und es wird $w = \pi^2 \frac{pq}{CT^2}$ gefunden. Die Untersuchung der elektromotorischen Kraft und des Widerstandes einer Säule oder Inductionsmaschine und deren Variationen wird dadurch selbständig und unabhängig von allen willkürlichen Voraussetzungen gemacht.

Anmerkung. Herr Prof. Zöllner theilt uns brieflich zu vorstehender Abhandlung noch Folgendes mit: „Gleichzeitig erlaube ich mir zur Beseitigung eines möglicherweise entstehenden Missverständnisses zu bemerken, dass es uns bei der vorliegenden Arbeit zunächst nur auf die Beschreibung der von uns angewandten Instrumente und Beweise ihrer praktischen Anwendbarkeit ankam. Anhaltspunkte für die Beurtheilung der mit den Apparaten erreichbaren Genauigkeit können vorläufig nur die in extenso mitgetheilten drei ersten Beobachtungsreihen liefern, weil die folgenden von verschiedenen andern Beobachtern zum Theil unter ungünstigen Bedingungen (z. B. magnetischen Störungen) angestellt worden sind. Es wurden daher nur die uns von den Beobachtern überlieferten Endresultate mitgetheilt, um die bequeme und einfache Handhabung der Instrumente und die hierdurch ermöglichte Sammlung zahlreicher Fundamentalbestimmungen zur Wiederholung einer absoluten Maassbestimmung unseres Normalleiters auch vor Anderen darzulegen."

C.

Strahlende Elektrodenmaterie.

Von

Dr. J. Puluj,

Privatdocent und Assistent am physikalischen Cabinet der Wiener Universität.

(Aus den Wiener Sitzungsberichten vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

II. Abhandlung.

I.

In einer früheren Abhandlung[1]) habe ich meine Ansicht über das Wesen der strahlenden Elektrodenmaterie ausgesprochen und dieselbe vielfach begründet. Nach meiner Ansicht bestehen die von der negativen Elektrode im gasverdünnten Raume ausgehenden Strahlen nicht aus elektrischen Theilchen des zurückgebliebenen Gases, das nach Crookes in einem eigenthümlichen „übergasigen" Zustande, dem vierten Aggregatzustand, sich befinden soll, sondern aus Körpertheilchen, welche durch den elektrischen Strom von der negativen Elektrode losgerissen, mit statischer negativen Elektricität geladen und mit sehr grosser Geschwindigkeit in den gasverdünnten Raum fortgeschleudert werden.

Damit kein Zweifel über die Natur der Kathodenstrahlen obwalte, nenne ich sie „strahlende Elektrodenmaterie".

Ausgehend von der unitarischen Ansicht über das Wesen der Elektricität, habe ich die Phosphorescenzwirkungen der strahlenden Elektrodenmaterie auf folgende Weise erklärt.

Die äusserst feine Materie, welche den ganzen Weltenraum erfüllt und das Licht und die Wärme fortpflanzt, der Aether, lagert sich um die körperlichen Atome und Moleküle, wie die Luftatmosphäre um die Erde. Jeder Körper hat im normalen Zustande eine bestimmte Menge dieses ewig bewegten Stoffes. Besitzt er mehr Aether, als er entsprechend der Dichte desselben in unserem Weltenraume haben sollte, so ist er positiv elektrisch; dagegen negativ elektrisch, wenn er weniger

1) Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. Bd. 81; dieses Repertorium lfd. Bd. S. 69 ff.

Aether enthält. Treffen nun die negativ elektrischen Elektrodentheilchen die Glaswand, so wird, ausser der Erschütterung der körperlichen Moleküle, auch ein Ausgleich der Aethermengen zwischen den anprallenden Theilchen und der getroffenen Stelle stattfinden, welcher Ausgleich ohne Erschütterung der Aetherhüllen der Moleküle nicht vor sich gehen kann. Jede getroffene Stelle der Glaswand wird zum Mittelpunkte von Aetherwellen, ganz analog wie eine ruhige Wasserfläche, von Regentropfen getroffen, in der Ebene Wasserwellen zeigt. In Folge dieser in den Raum ausgesendeten Aetherwellen leuchtet die Glaswand mit dem ihr eigenthümlichen Phosphorescenzlichte, welches je nach der Zusammensetzung des Glases verschieden sein muss, weil ja auch die Wellenbewegung in Folge der Verschiedenheit der Dichte des Aethers verschieden sein wird.

Dass beim Anprallen der unendlich kleinen Projectile der Elektrodenmaterie ein Theil der Energie ihrer fortschreitenden Bewegung in vibrirende Bewegung der Körpermoleküle der Glaswand, also in Wärme, umgesetzt wird, ist ebenso selbstverständlich, wie dass die Flügelrädchen im Strome jener Projectile sich mitbewegen müssen, wenn nicht andere Ursachen diese Bewegung aufheben oder in entgegengesetzte umwandeln.

Von dieser Annahme über das Wesen der strahlenden Elektrodenmaterie ausgehend, ist es mir ferner gelungen, die Wirkung des Magnets auf die Kathodenstrahlen mittels molecularer elektrischen Convection vollständig zu erklären und diese Erscheinung sowie die Plücker'schen „magnetischen Flächen", die Hittorf'schen spiralförmigen Windungen des Glimmlichtes und die von Reitlinger und Urbanitzky beobachteten Dreifächerflächen unter einen Gesichtspunkt zu bringen.

Die vollständige Uebereinstimmung der theoretischen Ergebnisse der molecularen elektrischen Convectionen mit allen bisher beobachteten Erscheinungen berechtigt zum Schlusse, dass die Annahme über das Wesen der strahlenden Elektrodenmaterie, die als Ausgangspunkt jener Erklärung diente, richtig ist. Dass im Kathodenlichte die Elektricität durch Elektroden- und nicht Gastheilchen convectiv fortgeführt wird, habe ich damit begründet, dass sich an den Glaswänden in der Nähe der Kathode schöne Metallspiegel bilden. Dass das Aluminium keinen Niederschlag bildet, scheint mir die Ursache davon in seiner chemischen Constitution zu liegen. Losgerissene

Aluminiumtheilchen fliegen so lange herum, bis sie sich an der positiven Elektrode niederschlagen. Hier möchte ich noch einen Beweis dafür hinzufügen. In einer Röhre wurde ein einseitig mit Kreide überzogenes Glimmerblättchen als Kathode verwendet. In kurzer Zeit haben sich die Glaswände mit einer feinen Schichte von Kreide beschlagen und zeigten trotz ihrer scheinbar vollkommenen Reinheit und Durchsichtigkeit eine mit Kreide gleiche Phosphorescenzerscheinung. Wurde nämlich der Glaswand der Finger genähert, so entstand an der gegenüberliegenden Wand der gewöhnliche grüne Fleck, während an der Berührungsstelle dasselbe Phosphorescenzlicht zu sehen war, wie an dem mit Kreide überzogenen Blättchen. Am schönsten ist diese Erscheinung, wenn der positive Pol des Inductionsapparates zur Erde abgeleitet ist. Die berührte Stelle der Glaswand ist die negative Elektrode, und die losgerissenen Theilchen erzeugen an der gegenüberliegenden Wand eine starke Phosphorescenz der Glaswand, während an der Berührungsstelle durch die herausfahrenden Elektrodentheilchen nur die leichter erregbaren Kreidetheilchen zum Selbstleuchten gebracht werden. Auch das mit Kreide einseitig überzogene Glimmerblättchen, als Kathode verwendet, leuchtet an seiner ganzen Oberfläche mit einem schönen orangefarbigen Lichte.

An metallischen Kathoden beobachtet man eine gelbe staubartige Schichte, die das Ansehen von Goldstaub hat und nach meiner in der ersten Abhandlung ausgesprochenen Ansicht wahrscheinlich durch das Glühen der äussersten Oxydschichte oder auch des gebildeten metallischen Niederschlages entstehen soll. Nach der eben beschriebenen Phosphorescenzerscheinung des mit Kreide überzogenen Glimmerblättchens bin ich jetzt eher geneigt die gelbe Schichte für eine Phosphorescenzerscheinung der Oxydschichte des Metalls zu halten.

II.

Ganz verschieden ist die Ansicht über das Wesen der Kathodenstrahlen, welche Herr E. Goldstein in den Monatsberichten der Berliner Akademie vom 22. Jänner 1880 ausgesprochen hat[1]) und die im Nachfolgenden einer näheren Besprechung unterzogen werden soll.

Werden die Kathodenstrahlen durch eine Glaswand begrenzt, so erzeugen sie bekanntlich an der letzteren ein Selbstleuchten. Goldstein behauptet nun ermittelt zu haben, dass mit dieser Begrenzung

1) Repertorium lfd. Bd. S. 310 ff.

durch feste Körper „eine eigenthümliche Differenzirung" der Strahlen an den der festen Wand zugekehrten Enden verbunden ist, und dass das gesammte Licht um die Kathode sich mit einer „heterogenen" äusseren Schichte umkleidet. Die Lage der neuen Schichte hängt nur von der Lage der Wand ab und kann durch Verschiebung derselben gegen die Kathode bei constanter Dichte in beliebige Entfernung gebracht werden (S. 313). Und an einer anderen Stelle (S. 311) heisst es: „der lichterregende Theil ist nicht die ganze Länge, sondern nur das äusserste Ende der Strahlen".

Das Letztere wird auf die Weise verificirt, dass eine phosphorescenzfähige Platte einem Bündel Kathodenstrahlen seitlich genähert und nachgewiesen wird, dass sie selbst bei grosser Annäherung nicht leuchtet.

Mutatis mutandis könnte man mit gleichem Recht auch von der „Modification" oder „eigenthümlichen Differenzirung" eines Strahlenbündels gewöhnlichen Lichtes sprechen, denn auch hier bleibt ein dem Strahlenbündel seitlich genäherter Körper relativ dunkel und leuchtet stark, wenn er in den Weg der Strahlen gebracht wird. Dieses Leuchten findet, ganz analog wie das Phosphoresciren der Wand, an jeder Stelle des Strahlenbündels statt, und wir sprechen doch von keiner „eigenthümlichen Differenzirung" des Strahlenbündels, selbst dann nicht, wenn das Licht beim Auffallen auf einen schwarzen Körper in Wärme umgewandelt wird. Es wäre für die Erklärung gar nichts gewonnen, wenn wir sie etwa damit abfertigen wollten, dass das Lichtbündel sich mit einer „heterogenen äusseren Wärmeschichte" umkleidet habe, statt zu sagen: dass an der Oberfläche des schwarzen Körpers die Aetherbewegung in Molecularbewegung umgewandelt worden ist.

Ebenso wenig ist die Sache erklärt, wenn wir annehmen, dass die Kathodenstrahlen sich mit einer heterogenen Schicht umkleiden.

Diese „äussere Schicht" soll auch Strahlen „hoher Brechbarkeit" aussenden (S. 315), deren Schwingungen an der Wand in jene von grösserer Wellenlänge umgewandelt werden. Da aber die „Modification" des Strahlenbündels auf jeder beliebigen Substanz, auch auf Quarz, erzeugt wird (S. 312), so müssen diese Strahlen von hoher Brechbarkeit den Quarz wenigstens theilweise passiren und an der gegenüberliegenden Wand Phosphorescenz erzeugen, was jedoch, wie meine Versuche gelehrt haben, nicht der Fall ist[1]).

---

1) Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. Bd. 81 S. 882; dieses Repert. lfd. Bd. S. 85.

Dass die Ursache der Lichterregung an der Glaswand eine „optische Einwirkung“ ist, folgt nach der Ansicht Goldstein's mit Wahrscheinlichkeit zunächst aus der Identität der Farben, welche eine Reihe verschiedener Substanzen beim Leuchten durch elektrische Bestrahlung und durch Insolation ausgeben (S. 311), ferner daraus, dass die Strahlenenden „photochemische“ Wirkungen ausüben, indem jene Substanzen, welche unter dem Einfluss hochbrechbarer Sonnenstrahlen zersetzt werden, dieselben Veränderungen erleiden, wenn sie von den Strahlenenden getroffen werden (S. 312).

Beide Schlussfolgerungen sind jedoch unstatthaft, da hier aus der Gleichheit der Wirkungen auf die Gleichheit der Ursachen geschlossen wird, während doch erfahrungsgemäss verschiedene Ursachen gleiche Wirkungen haben können. Beide Wirkungen, sowohl die chemische Zersetzung als auch die Erregung der Phosphorescenz, können ebenso gut auch eine Folge mechanischer Vorgänge, des Anprallens der mit statischer Elektricität geladenen Körpertheilchen, sein. Dass ein seitwärts von den Kathodenstrahlen aufgestellter Körper nicht phosphoresciren kann, ergibt sich von selbst aus der Annahme einer geradlinigen Bewegung von Elektrodentheilchen.

Mit grösserer Bestimmtheit glaubt aber Goldstein seine Ansicht über den optischen Charakter der betrachteten Wirkungen daraus folgern zu sollen, dass leuchtfähige Platten wirklich erregt werden, wenn sie im Innern der Gefässe so aufgestellt sind, dass sie sich im Schatten der von der Kathode ausgesendeten Strahlen befinden, dagegen geradlinig mit den durch die Enden der elektrischen Strahlen getroffenen Wandpunkte verbunden werden können. Solche Platten leuchten mit dem ihnen eigenthümlichen Phosphorescenzlichte auch, wenn sie von den Strahlenenden, die selbst „keine messbare Länge haben“, um ein Centimeter entfernt sind. „Die Moleküle von den Enden der Kathodenstrahlen senden also, wie gewöhnlich glühende Theilchen, Strahlen nach allen Richtungen und Entfernungen aus, die von der elektrischen Bewegung selbst nicht erreicht werden können“ (S. 311).

Wenn nun die Moleküle an den Enden der Kathodenstrahlen nach allen Richtungen Phosphorescenz erregende Strahlen aussenden, so ist es nicht einzusehen, warum das nicht an einer anderen Stelle des Strahlenbündels geschieht, da ja die Theilchen der Kathodenstrahlen unter einander und mit den Gastheilchen gewiss noch oft

genug in der ganzen Länge der Strahlen zusammenstossen werden, ausser man denkt sich diese Theilchen etwa wie Bomben, die erst an der unbeweglichen Glaswand platzen und hochbrechbare Strahlen aussprühen.

Zur Prüfung der obigen Annahme über das Aussenden von Strahlen hoher Brechbarkeit von den Enden der Kathodenstrahlen habe ich in einer Glasröhre, wie sie nachstehende Zeichnung zeigt,

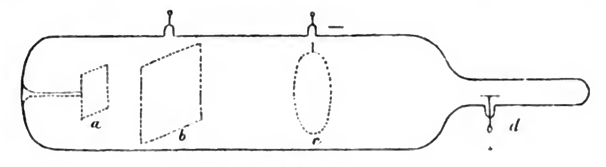


Fig. 1.

zwei mit Kreide einseitig überzogene Glimmerblättchen *a* und *b* so angebracht, dass die reinen Seiten der Kathode *c* zugekehrt waren. Das kleinere Blättchen *a* war mittels eines Glasstäbchens von der Glaswand in der Entfernung von 8^{mm} befestigt; *b* war $1{,}5^{cm}$ von *a* und 2^{cm} von *c* entfernt und mittels eines Platindrahtes befestigt, um eventuell als Kathode dienen zu können. Die positive Elektrode war bei *d*.

Beim Durchgang des Inductionsstromes zeigte sich nun bei einer Verdünnung von $0{,}03^{mm}$ Quecksilberdruck eine lebhafte Phosphorescenz von *b* und eine viel schwächere von *c*, welche immer verstärkt werden konnte, wenn das Ende der Glasröhre mit dem Finger berührt wurde. Wäre die Ansicht Goldstein's richtig, so müsste mit der Entfernung vom Ende der Röhre, an welchem das Schattenbild von *b* entsteht, auch die Wirkung der angenommenen hochbrechbaren Strahlen abnehmen, ja es müsste sogar auf dem Blättchen *b* ein Schatten von *a* entstehen, weil jene Strahlen von der Glaswand gegen *a* und *b* gehen sollten.

In einer zweiten Glasröhre habe ich statt der ebenen Kathode *c* eine kleine Aluminiumschale verwendet. In diesem Falle zeigte *a* eine sehr schwache Phosphorescenz, dagegen war die Phosphorescenz auf *b* in dem Vereinigungspunkte der Kathodenstrahlen sehr lebhaft. Dieser Phosphorescenzfleck änderte seine Lage, wenn die Strahlen mittels eines Magnets abgelenkt wurden.

Ausserdem habe ich an die Glaswand eines Gefässes, im Schatten eines Glimmerblättchens, einen Diamantsplitter, der ungefähr ein Quadratmillimeter gross war, mittels Gummi angeklebt. Trotzdem das Glas selbst im Schatten ganz dunkel erschien, leuchtete der Diamant im Mittelpunkte des Schattens mit grosser Lebhaftigkeit.

Nach diesen Versuchen unterliegt es keinem Zweifel, dass die obige Annahme der Strahlen höherer Brechbarkeit nicht richtig sein kann. Aus den obigen Experimenten muss gefolgert werden, dass die Phosphorescenz der Rückseite durch die Kathodenstrahlen verursacht wird, welche die Vorderseite treffen.

Auch das Blättchen *a* und der Diamantsplitter phosphoresciren, obgleich etwas schwächer, weil viele Elektrodentheilchen nach allen möglichen Richtungen zerstreut werden und schon hinreichen, um ein Selbstleuchten der leicht erregbaren Stoffe zu veranlassen.

Bemerkenswerth ist noch der Fall, dass das Blättchen *b* keine Phosphorescenz zeigt, wenn die mit Kreide überzogene Rückseite mit einem Glimmerblättchen bedeckt ist. Auch eine im Innern mit Kreide überzogene Glaskugel zeigt nur an der Oberfläche, nicht aber im Innern eine Phosphorescenzerscheinung.

Bezüglich des von Goldstein „aufgefundenen secundären negativen Lichtes" möchte ich mir die Bemerkung erlauben, dass dasselbe bereits von Poggendorff an den Spitzen der Holtz'schen Trichterröhren beobachtet wurde[1]). Was Goldstein in seiner Abhandlung beschrieben hat, sind jedenfalls schöne Modificationen jener Trichterröhren.

III.

Um das Wesen der Elektricität in verdünnten Gasen zu erklären, beschreibt Goldstein mehrere Entladungsgefässe, in denen Anode und Kathode verschiedene Form und Lage zu einander haben. Ist die Anode ein „terminaler" Draht (Drahtende?) und ihr gegenüber, am zweiten Ende der Röhre, als Kathode eine Scheibe, welche den Röhrenquerschnitt ausfüllt, „so ist einfach anzunehmen: die Elektricität (der negative Strom) geht von der Kathode aus, durchläuft das negative

1) Pogg. Ann. Bd. 134. Auch Reitlinger und v. Urbanitzky beobachteten, dass der Lichtschein an den Trichterspitzen unter der Einwirkung des Magnetes demselben Gesetze folgt, welches Plücker für das Glimmlicht an negativen Elektroden entdeckt hat. Akad. Anzeiger in Wien Nr. 14, 18. Mai 1876.

Licht, tritt am Ende desselben in die erste Schicht des positiven Lichts, aus dieser in die zweite etc., bis sie so zur Anode gelangt".

Befinden sich beide Elektroden an demselben Ende der Röhre neben einander, so gehen bekanntlich die Strahlen des negativen Lichtes nicht nach der ganz nahen Anode hinüber, sondern durchfluthen in geraden Richtungen die ganze Länge der Röhre. Soll nun der Strom dennoch nach der Anode gelangen, so muss er „denselben Weg, den er gekommen, wieder zurückgehen". Weiter wird dazu bemerkt: „Irgend eine Wirkung dieses hypostasirten (angenommenen?) zurückkehrenden Stromes aber ist in keiner Weise zu bemerken. Der Magnet lenkt die elektrischen Strahlen nur so ab, wie es der von der Kathode nach dem Strahlenende hinfliessende Strom erfordert; der vorläufig angenommene, zurückkehrende Strom bringt nicht die mindeste Lichterscheinung hervor, obgleich er im selben Medium und jedenfalls nicht in grösserem Querschnitt als der die ganze Röhrenweite ausfüllende „hin"gehende Strom fliesst. Eine etwa von ihm veranlasste Lichterscheinung müsste aber erkennbar werden, wenn man durch Magnetisiren die gewöhnlich sichtbaren Strahlen, die des „hin"-gehenden Stromes, nach einer Seite der Röhre zusammendrängt; in dem frei gewordenen Raume müsste dann ein etwaiger Lichteffect des hypothetischen zurückgehenden Stromes sich zeigen. Die Erfahrung zeigt aber, dass dieser Raum dunkel ist."

Es wird dann noch eine Röhre beschrieben, deren eine Hälfte erweitert ist. Das engere Rohrende ist mit einer scheibenförmigen Kathode versehen. Senkrecht zur Achse der Röhre ist noch ein Seitenröhrchen angeschmolzen, welches den Anodendraht enthält. Die Kathodenstrahlen gehen bei einem bestimmten Drucke von der Kathode aus, durchsetzen die positiven Schichten, welche, ungefähr in der Mitte der Röhre beginnend, sich im Seitenrohr fortsetzen, und erzeugen an dem gegenüberliegenden erweiterten Rohrende die Phosphorescenz der Glaswand.

Daran knüpft nun Goldstein folgende Bemerkung: „Die Annahme, dass die Entladung aus dem negativen Lichte sich in die dem negativen Pol nächste positive Schicht, dann in die zweite Schicht etc. fortpflanze, zwingt also zu der weiteren Annahme, dass die Entladung bei der zuletzt betrachteten Phase, nachdem sie das negative Licht bis an sein in das positive Licht eingesenkte Ende durchlaufen, wieder zurückspringt, um nun die erste positive Schicht zu bilden und dann wieder

den schon einmal als negatives Licht zurückgelegten Weg nun unter ganz denselben Verhältnissen als positives Licht noch einmal zurücklegt."

„Aber selbst hiermit ist die Complication neuer Annahmen, zu welcher die auf den ersten Blick so einfache, sonst adoptirte Vorstellung von der Entladung führt, noch nicht erschöpft. Ich habe mich überzeugt, dass auch das secundäre negative Licht, welches an den Verengungen der Röhre nach der Anode hin ausstrahlt, in das hinter der Verengung folgende positive Licht eindringt; wir würden also das Zurückspringen der Elektricität und ihren Verlauf einmal als positives, einmal als negatives Licht ebenso oft in jeder Röhre haben, als dieselbe Verengungsstellen besitzt."

Auf Grund dieser Versuche verwirft Goldstein die obige Anschauung über die Entladung in gasverdünnten Räumen und findet namentlich in der gegenseitigen Durchdringung der Kathodenstrahlen mit den positiven Schichten eine „entschiedene Widerlegung" der convectiven Auffassung des Entladungsvorganges.

Dieser Ansicht kann ich jedoch durchaus nicht beipflichten, da die Annahme über das Zurückspringen des Stromes, als eine ganz willkürliche, mit der convectiven Auffassung der Entladung in gar keinem Zusammenhange steht.

Wie ich bereits in meiner ersten Abhandlung ausgesprochen habe, geschieht die Entladung: 1. durch den gasverdünnten Raum, 2. durch das Glasgefäss und 3. durch die äussere Luft. Die negativ elektrischen Kathodentheilchen, welche in den Gasraum heftig fortgeschleudert werden, geben längs ihrer Bahn einen Theil ihrer statischen Elektricität an die Glastheilchen ab und die letzteren, in Schichtenform sich entladend, leiten die Elektricität zur Anode. Die Elektrodentheilchen selbst bewegen sich aber durch den Gasraum bis zum Ende der Röhre, und beim Anprallen derselben an die Glaswand fliesst der Rest ihrer Ladung durch die Glasröhre in den Anodendraht. Die Glaswand mit ihrer ganzen Oberfläche bildet gleichsam eine Anode, und daher braucht der negative Strom nicht erst „zurückzuspringen", um zu den positiven Schichten und dann zum positiven Drahtende zu gelangen.

IV.

Um die obigen und verwandte Entladungserscheinungen zu erklären und die Schwierigkeiten, namentlich das Zurückspringen des Stromes, zu beseitigen, macht Goldstein folgende Annahme:

„Das Kathodenlicht jedes Bündels von secundärem negativen Licht, sowie jede einzelne Schicht des positiven Lichtes stellen, jedes für sich, einen besonderen Strom dar, der an dem der Kathode zugewandten Theile jedes Gebildes beginnt und am Ende der negativen Strahlen, bzw. der Schichtkörper, schliesst, ohne dass der in einem Gebilde fliessende Strom sich im nächsten fortsetzt, resp. ohne dass die Elektricität, welche durch eines fliesst, auch der Reihe nach in die andere eintritt“ (S. 324).

Mit dieser Annahme werden nun die Erscheinungen auf folgende Weise erklärt:

„Ist nun bei nicht sehr grosser Verdünnung die Länge der von der Kathode ausgehenden Entladung noch kürzer als das Intervall zwischen der Kathode und der nächsten Entladungsstelle (von der die erste positive Schicht ausgeht), so muss zwischen Kathodenlicht und erster positiver Schicht sich ein von keiner Entladung durchflossener Raum befinden, in welchem also auch kein Entladungslicht auftritt, der sogenannte dunkle Raum. Wächst die Stromlänge der Kathodenentladung bei der Verdünnung, so dass sie gleich dem Intervall zwischen Kathode und der nächsten Entladungsstelle wird, so erreichen die Kathodenstrahlen das positive Licht, — der dunkle Raum ist verschwunden.“

„Wird die Stromlänge der Kathode grösser als jenes Intervall, so setzt das Kathodenlicht sich in denjenigen Raum fort, in den von der zweiten Entladungsstelle her ebenfalls ein Strom sich ergiesst, — das Kathodenlicht ist in das positive Licht hineingedrungen.“

„Ganz ebenso erklärt sich dann die Entstehung des dunklen Raumes zwischen jedem Büschel secundären negativen Lichts und der darauf folgenden Schichte; es erklären sich die dunklen Räume, welche die Schichten zwischen einander bei relativ geringen Verdünnungen zeigen, während sie bei stärkerer Evacuation unmittelbar an einander stossen etc.“

Ebenso enthalten nach Goldstein's Ansicht die Erscheinungen, die für verschieden geformte und gelagerte Kathoden angeführt wurden, jetzt nichts Räthselhaftes mehr, und „von einem Hin- und Hergehen der Elektricität, von wiederholten Zickzackbahnen der letzteren, von einer neuen Entladungsart etc. braucht, wie man sieht, jetzt keine Rede mehr zu sein“.

Abgesehen davon, dass die voranstehende Erklärung eigentlich nichts anderes ist als eine Beschreibung beobachteter Thatsachen, lässt sich gegen die obige Annahme, von der die Erklärung ausgeht, einwenden, dass sie sehr unwahrscheinlich ist, da es schwer fällt, sich von einer Entladung eine Vorstellung zu machen, die zwischen den Elektroden erfolgen soll, ohne dass der in einem Gebilde fliessende Strom sich im nächsten fortsetzt, resp. ohne dass die Elektricität, welche durch eines fliesst, auch der Reihe nach in die anderen eintritt.

Eine solche Annahme scheint mir ebenso wenig berechtigt zu sein, wie wenn wir beispielsweise aus dem Vorhandensein der Knoten in einer tönenden Gassäule etwa schliessen wollten, dass zwei benachbarte Schwingungsbäuche von einander unabhängig sind, und zwar in der Weise, dass die schwingende Bewegung durch die Knoten nicht durchgeht.

Wenn auch die einzelnen, durch dunkle Zwischenräume getrennten Schichten des Büschellichtes für das Auge als vollständig von einander unabhängig erscheinen, so werden sie nichtsdestoweniger nicht „jede für sich von einem besonderen“, sondern alle von einem und demselben Strome durchflossen. Wie dabei die dunklen Stellen zwischen den Schichten entstehen können, habe ich in meiner ersten Abhandlung zu erklären versucht und erlaube mir an dieser Stelle in Kürze zu wiederholen.

Von der unitarischen Annahme über das Wesen der Elektricität ausgehend, lässt sich aus derselben eine Folgerung ziehen, die mit der Beobachtung vollkommen übereinstimmt. Wird eine Batterie durch einen Draht geschlossen, so leistet er dem nach Ausgleich strebenden fliessenden Aether einen Widerstand, und es wird daher im Drahte ein theilweises Stauen des Aethers stattfinden, welches, am positiven Pol beginnend, gegen die Mitte des Drahtes bis zu einer Stelle, wo die freie Spannung null ist, abnehmen wird. Jenseits dieser Grenze wird sich ein Mangel an Aether, also negative freie Spannung, in stets zunehmender Weise manifestiren, ganz analog dem Druckgefälle bei strömenden Flüssigkeiten.

Andererseits ist es klar, dass sich die Sache ähnlicherweise auch in evacuirten Röhren verhalten wird. An der Eintrittsstelle des Aetherstromes in die Gassäule wird wegen ihres geringen Widerstandes ein Mangel an Aether, d. h. eine negative freie Spannung entstehen,

während am positiven Pol (der Antrittsstelle) ein Stauen des Aethers oder positive freie Spannung entsteht. Es muss daher zwischen beiden Polen eine Stelle geben, die sich gegen die Umgebung weder positiv noch negativ verhalten wird, und diese indifferente Stelle ist nach meiner Ansicht der dunkle Raum zwischen dem positiven Lichtbüschel und dem Glimmlichte. Im dunklen Raume ist nach De la Rive keine Elektricitätsströmung nachzuweisen[1]).

Es liegt nun der Gedanke nahe, dass der dunkle Raum nur die erste dunkle Schicht ist, und dass alle dunklen Stellen im positiven Lichtbüschel ebenso viel indifferente Stellen oder Schichten von Spannung null sind, deren Ursprung auf mechanische Weise sich erklären liesse.

Die Entladungen der von der negativen Elektrode losgerissenen Theilchen werden in der eingeschlossenen Luftsäule Verdichtungen und Verdünnungen erzeugen, welche um so regelmässiger verlaufen werden, je regelmässiger der Unterbrecher schwingt. Die Zahl dieser Gaswellen wird von der Natur des Gases, der Form des Gefässes und der Elektroden abhängen. Da ferner das verdünnte Gas den Entladungen einen geringeren Widerstand leistet als das verdichtete, so werden an den Ein- und Austrittsstellen in die Verdichtungen abwechselnd positive und negative Spannungen entstehen.

An der Stelle der grössten Verdichtung wird positive und an der Stelle der grössten Verdünnung eine negative freie Spannung entstehen. Dazwischen werden die indifferenten dunklen Stellen liegen.

Wird die Röhre stärker evacuirt, so müssen die Wellenlängen zunehmen, zugleich aber die Anzahl der Wellen geringer werden, weil das Glimmlicht desto weiter hinausfluthet, je geringer der Bewegungswiderstand des zurückgebliebenen Gases ist. Wird das Glimmlicht mittels eines Magneten in die Nähe der Kathode zurückgedrängt, so können die Schichten in dem vom Glimmlichte freien Raum entstehen. Die Schichten verschwinden ganz, wenn das Glimmlicht bis zur positiven Elektrode hinausfluthet. Was von allen Hypothesen gilt, lässt sich auch von meiner sagen, dass sie nur schwer bewiesen werden kann, und würde ihre Erklärung einmal gelingen, dann würde sie auch aufhören eine Hypothese zu sein. Was ich aber hier hervorheben möchte, ist ihre Einfachheit, welche der Annahme des Herrn Goldstein fehlt.

---

1) Pogg. Ann. Bd. 158 S. 271.

V.

Bekanntlich unterscheidet sich das Kathodenlicht von dem positiven Büschellichte 1. durch die geradlinige von der Anode innerhalb gewisser Grenzen unabhängige Richtung seiner Ausbreitung und 2. durch seine intensive Phosphorescenzwirkung.

Durch missverstandene Versuche verleitet, glaubt Goldstein die jetzige Anschauung über das positive Licht widerlegt zu haben, und schreibt dem letzteren „wenigstens bei sehr geringen Dichten" die obigen Eigenschaften des Kathodenlichtes zu.

Wie er dazu gelangte, ersehen wir aus Folgendem:

Wenn das positive Licht ein stark evacuirtes, gebogenes Cylinderrohr erfüllt, so beobachtet man an der äusseren Biegung eine helle Phosphorescenzfläche, ein Halboval von parabolischem Umriss. Der scharf begrenzte Scheitel *a* ist nach dem positiven Ende des Rohres gekehrt. An der entgegengesetzten, der Kathode zugewendeten Seite *b* verliert sich die Begrenzung. Die Fläche reicht mit ihrem scharf begrenzten Ende ein wenig nach der positiven Seite über die Verlängerung der inneren Wandung des negativen Schenkels hinaus.

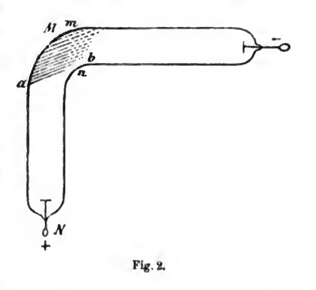


Fig. 2.

Bringt man an dem Entladungsrohr mehrere Biegungen an, so tritt an der äusseren Seite einer jeden Biegung eine ähnliche Phosphorescenzfläche auf. Daraus geht nach Goldstein's Ansicht hervor, dass nicht die Kathodenstrahlen, sondern das positive Licht selbst die Phosphorescenz hervorbringt, denn die Kathodenstrahlen könnten „höchstens ein Leuchten an der ersten Biegung veranlassen, über die erste Biegung, ihrer geradlinigen Ausbreitung halber, aber nicht hinausreichen".

Passend angebrachte Drähte geben auf der phosphorescirenden Wand scharfe Schatten, und die Lage derselben zeigt an, dass die Phosphorescenz durch Strahlen erregt wird, welche „sich sehr nahe der Röhrenwand parallel von der Seite der Kathode her nach der positiven Seite hin ausbreiten".

Durch Versuche mit mehrfach gebogenen Röhren gelangt Goldstein zu folgendem Resultate: „Das positive Licht stark verdünnter

Gase besteht aus geradlinigen Strahlen, die sich von der negativen nach der positiven Seite fortpflanzen. Die Strahlen bilden ein schwach konisches Büschel, dessen Achse die Mittelachse des Cylinderrohres ist; wo dieses Büschel die Gefässwand schneidet, erregen die der Wand unmittelbar anliegenden Theile der Strahlen in ihr Phosphorescenzlicht."

Wie leicht einzusehen ist, hat die Phosphorescenzerscheinung eine andere Ursache. Der Längsschnitt des positiven Schenkels MN ist als eine Erweiterung des letzten Querschnitts mn des negativen Schenkels zu betrachten, es muss daher am letzten Querschnitt mn, ebenso wie an der Spitze einer Trichterröhre, negatives Licht entstehen. Dieses Licht breitet sich geradlinig in den Raum vom grösseren Querschnitt aus und erzeugt an der gegenüberliegenden äusseren Biegung die Phosphorescenzerscheinung. Da die Kathodenstrahlen sich gegenseitig abstossen, so ist damit auch das „konische" Büschel erklärt.

Die unrichtige Deutung der Versuche ist um so merkwürdiger, als die „Analogie" zwischen den vermeintlichen Eigenschaften des positiven Lichtes und den der Kathodenstrahlen „selbst bis zur Negation einer dem positiven Lichte bisher stets zugeschriebenen, charakteristischen Eigenschaft ging", indem auch das positive Licht nicht den kürzesten Weg nach der Anode suchen soll.

Nach dem hier Gesagten lassen sich auch die Lichterscheinungen in den mehrfach gebogenen Gefässen mit blindsackförmigen Fortsetzungen, die in der Goldstein'schen Abhandlung beschrieben werden, mit Leichtigkeit erklären, worauf ich hier jedoch nicht näher eingehen will, und bemerke nur, dass die Kathodenstrahlen an den Biegungsstellen theilweise auch reflectirt werden und bis ans Ende des Röhrenstücks sich fortpflanzen, in Folge dessen im zweiten von Goldstein betrachteten Falle auch die „blindsackförmigen" Fortsätze erleuchtet erscheinen.

Bei der Besprechung der Crookes'schen Theorie der Entladung, nach welcher die Gastheilchen an der Kathodenfläche geladen und fortgeschleudert werden, bemerkt Goldstein: „Die Strahlen des Kathodenlichts sind geradlinig sowohl innerhalb der dritten wie innerhalb der zweiten Schicht eines geraden Kathodendrahtes. Die Crookes'sche Theorie setzt aber implicite voraus, dass die Entladung, also auch die abstossende elektrische Ladung, an der Kathode mindestens so lange dauert, bis die erstabgeschleuderten Theilchen den

Durchmesser der zweiten Schicht durchlaufen haben; daraus würde folgen, dass die Strahlen mindestens innerhalb der zweiten Schicht hyperbolisch gekrümmt sein müssen. Denn die abgeschleuderten Theilchen müssen, so lange die abstossende Ladung dauert, den Kraftlinien folgen; die Form der letzteren aber bestimmt sich daraus, dass die Niveauflächen des elektrischen Potentials um einen geraden dünnen Draht confocale Ellipsoide sind."

Da nach meiner Ansicht das Kathodenlicht aus losgerissenen negativ elektrischen Elektrodentheilchen besteht, welche normal zur Oberfläche der Elektrode fortgeschleudert werden, so gilt die obige Einwendung selbstverständlich auch gegen diese Art der Entladung.

Gegen den obigen Einwand hat aber schon Herr Schuster in Nat. 22 S. 536 bemerkt, dass eine Bewegung der Theilchen in Kraftlinien nur bei einer anfänglichen Geschwindigkeit Null derselben erfolgen könnte.

Betreff der Emission der Elektrodentheilchen möchte ich mir noch die Bemerkung erlauben, dass die Theilchen immer senkrecht zur Fläche emittirt werden, dann aber in ihren Bahnen sich gegenseitig abstossen. Die Bewegungsrichtung der Theilchen wird auch durch die Glaswände sehr beeinflusst, so dass eine schalenförmige Kathode keinen Vereinigungspunkt des Kathodenlichtes liefert, wenn die Schale mit ihrem Rande zu nahe an der Glaswand steht. Die Entladung geht bei einem bestimmten Drucke von den Rändern der Schale längs der Glaswand und erzeugt eine lebhafte Phosphorescenz. Bei einem Druck von ungefähr 0,08^{mm} Quecksilberdruck ist die Entfernung des Vereinigungspunktes der Kathodenstrahlen gleich 1,7 des Krümmungshalbmessers der Schale, wie ich in meiner ersten Abhandlung angegeben habe. Mit dem Druck ändert sich die Lage des Vereinigungspunktes, weil die statischen Ladungen der losgerissenen Theilchen bei grösserer Verdünnung ebenfalls grösser werden, also auch die Abstossung zwischen einzelnen Theilchen zunehmen muss.

Zum Schlusse seiner Arbeit sucht Goldstein die Unwahrscheinlichkeit der convectiven Auffassung der Entladung in den gasverdünnten Räumen zu beweisen. Durch Betrachtung des Entladungsvorganges zwischen zwei Kathoden gelangt er unter einigen, nichts weniger als wahrscheinlichen Annahmen zum Resultate, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung mindestens 800,000^{m} in einer Secunde betragen muss. Diese nicht unbedeutende Fort-

pflanzungsgeschwindigkeit der in der Entladung leuchtenden Theilchen müsste auf Grund des bekannten Doppler'schen Satzes das Spectrum des Gases beeinflussen, was jedoch durch die von Goldstein angestellten Versuche nicht bestätigt wird, und somit nach seiner Ansicht gegen die Wahrscheinlichkeit der convectiven Entladung der Elektricität sprechen soll.

Dem gegenüber erlaube ich mir zu bemerken, dass die ungeheuere Geschwindigkeit der bewegten Theilchen von $800{,}000^{m}$ höchst unwahrscheinlich und somit das negative Resultat der spectroskopischen Versuche erklärlich ist.

Bei einer Verdünnung von ungefähr $0{,}5^{mm}$ Quecksilberdruck entsteht an der Kathode, wie bekannt, ein relativ dunkler Raum, indem die von der Kathode losgerissenen und normal zu ihrer Oberfläche fortgeschleuderten Theilchen die Gastheilchen zurückdrängen und dieselben in einer gewissen Entfernung von der Elektrode im stationären Zustande erhalten. Durch den dunklen Raum bewegen sich die Theilchen in geraden Richtungen, und die Grenze, wo sie mit den Gastheilchen und unter einander zusammenprallen, zeichnet sich durch ihre grosse Helligkeit aus. Jenseits dieser hellen Grenze bewegen sich die Gas- und Elektrodentheilchen nach allen möglichen Richtungen, und in dem Verhältnis, als die Gastheilchen an Zahl überwiegen, nimmt auch die Intensität des Glimmlichtes ab. Mit dem letzteren Namen bezeichne ich das Gemisch aus Elektroden- und Gastheilchen, welches zwischen dem dunklen Raum an der Elektrode und dem nächstfolgenden dunklen Raume liegt.

Da die Elektroden- und Gastheilchen des Glimmlichtes dieselbe Temperatur haben müssen, so muss auch $MU^2 = mu^2$ sein, wenn M, m, U, u Masse und Geschwindigkeit eines Elektroden- bzw. Gastheilchens bedeutet. Da es höchst wahrscheinlich Elektrodentheilchen von verschiedener Grösse, oft ganze Klumpen geben wird, so soll M die Masse eines Theilchens mittlerer Grösse bedeuten. Für die Geschwindigkeit eines Elektrodentheilchens erhält man somit:

$$U = \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot u,$$

eine Grösse, die kleiner sein wird als die Moleculargeschwindigkeit der Gastheilchen, da M in den meisten Fällen grösser sein wird als m.

In der hellen Grenzschichte des dunklen Raumes wird die Zahl der Gastheilchen sehr gering sein, und wir können daher, dieselben als

Elektrodentheilchen betrachtend, annehmen, dass in der Volumseinheit N Elektrodentheilchen enthalten sind, welche nach allen Richtungen sich bewegen. Im dunklen Raum entfallen auf eine Volumseinheit N_0 Theilchen, welche aber nur in einer Richtung gegen die helle Schicht sich bewegen. Es ist daher der Druck auf eine Flächeneinheit der hellen Schicht, welchen die fortschreitenden Moleküle des dunklen Raumes ausüben:

$$p = N_0 M U_0^2,$$

wo U_0 die Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung der Theilchen bedeutet. Dagegen ist der Druck von der entgegengesetzten Seite der hellen Schicht:

$$p = \frac{1}{3} N M U^2,$$

wo aber U die Geschwindigkeit bedeutet, mit der die Theilchen sich nach allen Richtungen bewegen.

Da die helle Schicht im Gleichgewichte sich befindet, so muss

$$N_0 M U_0^2 = \frac{1}{3} N M U^2,$$

und wenn wir wegen Gleichheit der Temperatur auch die Gleichheit der lebendigen Kräfte eines Moleküls annehmen, so finden wir:

$$N_0 = \frac{1}{3} N.$$

Die Zahl der Moleküle in der Volumseinheit des dunklen Raumes ist dreimal kleiner als in der hellen Schicht.

Die geringere Helligkeit des relativ dunklen Raumes hängt hauptsächlich mit der geringeren Zahl leuchtender Elektrodentheilchen zusammen, und nicht, wie von Crookes angenommen wurde, mit dem Mangel an Zusammenstössen derselben mit den Gastheilchen.

Prallen die Elektrodentheilchen gegen ein festes Platinblättchen an, so wird die ganze Energie ihrer fortschreitenden Bewegung in Wärme umgewandelt und das Platin wird weissglühend. Beim Zusammenstoss der Elektrodentheilchen und Gastheilchen wird dagegen die progressive Bewegung der ersteren an die letzteren einfach übertragen, und es können daher die beweglichen Theilchen nicht zum Glühen gebracht werden. Ihre Phosphorescenz wird durch Entladung der Elektricität und nicht durch Zusammenstoss bedingt, weil auch die die Strahlen aussendenden Kathoden phosphoresciren.

Da die ganze Gasmasse in der Glasröhre im stationären Zustande sich befindet, so muss der Druck im dunklen Raume nicht bloss dem Druck im Glimmlichte, sondern auch jenem an einer anderen Stelle gleich sein. Es muss daher auch

$$p = N_0 M U_0^2 = \frac{1}{3} n m u^2$$

sein, wenn n, m, u sich auf das Gas beziehen.

Da die Gastheilchen nach allen Richtungen sich bewegen, so wird auch jetzt, wenn die Temperaturen gleich sind, was angenähert der Fall ist:

$$N_0 = \frac{1}{3} n \text{ und } U = \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot u.$$

Die Geschwindigkeit der Theilchen im dunklen Raume ist kleiner als die Moleculargeschwindigkeit der Gase und kann daher einige hundert Meter betragen, so lange der dunkle Raum noch sichtbar bleibt. Sollte auch die Geschwindigkeit bei höherer Verdünnung, wenn der dunkle Raum das ganze Gefäss erfüllt, noch etwas grösser werden, so wird sie die obige Grösse von 800,000 Metern gewiss nicht erreichen können.

III. Abhandlung.

Phosphorescenzerscheinungen.

In meiner zweiten Abhandlung habe ich einen Versuch mit einer cylindrischen Glasröhre beschrieben, in welcher ein einseitig mit Kreide überzogenes Glimmerblättchen mit seiner blanken Seite einer schalenförmigen Kathode aus Aluminium zugekehrt war und ungefähr im Vereinigungspunkte der Kathodenstrahlen stand. Beim Durchgange des Stromes zeigte der Kreideüberzug an der Vereinigungsstelle der Kathodenstrahlen eine sehr lebhafte Phosphorescenz. Der Phosphorescenzfleck änderte seine Stelle, wenn die Strahlen mittels eines Magnets abgelenkt wurden. Kathode und Anode waren auf derselben Seite des Glimmerblättchens. Aus diesem Versuche wurde gefolgert, dass die Phosphorescenz auf der Rückseite des Glimmerblättchens durch die Kathodenstrahlen, welche die Vorderseite treffen, verursacht wird.

Da der Phosphorescenzfleck keine regelmässige runde Form hatte, so vermuthete ich, dass die Phosphorescenz theilweise auch durch die

zerstreuten und von den Wänden reflectirten Elektrodentheilchen erzeugt werde. Um diese Erscheinung genauer zu studiren, construirte ich einen grösseren Apparat von der Form, wie sie die Zeichnung Fig. 3 (S. 748) zeigt.

Das Glimmerblättchen in der Mitte der Kugel, ungefähr 4^{cm} lang und 3^{cm} breit, war an der von der schalenförmigen Elektrode abgewendeten Seite mit Kreide überzogen. Wird zuerst die ebene Elektrode als Kathode verwendet, so wird das Glimmerblättchen von den Strahlen direct getroffen und leuchtet mit einem sehr lebhaften orangefarbigen Phosphorescenzlichte. Nach Unterbrechung des Stromes dauert noch einige Zeit ein schwaches Leuchten der Kreide. Wird aber nachher die schalenförmige Elektrode als Kathode benutzt, so zeigt der Kreideüberzug zuerst einen sehr hellen Phosphorescenzfleck, aus dem nach einigen Secunden sich ein Lichtring bildet, der immer grösser und grösser wird. Wenn nach abermaliger Unterbrechung des Stromes dieselbe Kathode benutzt wird, so entsteht kein Phosphorescenzfleck mehr; die Erscheinung zeigt sich aber wieder, wenn der Kreideüberzug zuerst direct bestrahlt wird.

Die Erklärung dieser Erscheinung bietet keine Schwierigkeit. Die Kathodenstrahlen, welche die blanke Seite des Blättchens treffen, veranlassen nur indirect das Phosphoresciren der Kreideschichte, indem sie das Blättchen erwärmen. Die Wärme regt die Phosphorescenz von neuem an, und indem die Wärme von dem Brennpunkte im Glimmerblättchen sich nach allen Richtungen ausbreitet, werden immer grössere Kreise zu leuchten anfangen. Dieses Leuchten in Folge der Erwärmung dauert jedoch nur eine bestimmte Zeit, und es beginnt deshalb das Auslöschen zuerst im Brennpunkte. Der Phosphorescenzfleck bricht auf und bildet einen leuchtenden Ring, der an seiner äusseren Peripherie zu- und an der inneren abnimmt.

Bei einer hohen Verdünnung und einem starken Inductionsstrome zeigt das Glimmerblättchen, wenn der Phosphorescenzring vollständig auslischt, einen kleinen, runden und hellen Fleck. Ich vermuthe, dass derselbe dadurch entsteht, dass die zerstreuten Elektrodentheilchen eine äusserst schwache Phosphorescenz erzeugen, welche nur durch eine sehr starke Erwärmung sichtbar gemacht werden kann und daher nur im Brennpunkte erscheint.

Auch unterliegt es keinem Zweifel, dass der grosse unregelmässige Phosphorescenzfleck, der im ersten Apparate zu sehen war, durch die

Elektrodentheilchen, welche von der gegenüberliegenden gekrümmten Wandfläche reflectirt oder zerstreut wurden, entstand.

Dieser Apparat zeigt in einer eleganten Weise nicht bloss die Eigenschaft der selbstleuchtenden Körper, dass sie durch Erwärmen wieder zur Phosphorescenz angeregt werden können, wenn sie zuerst durch directe Bestrahlung selbstleuchtend gemacht wurden, nach abermaligem Erwärmen aber dunkel bleiben, sondern er kann auch die Geschwindigkeit demonstriren, mit der die Wärme in irgend einem Blättchen sich fortpflanzt. Bei zweiachsigen Krystallblättchen müsste man ovale Ringe bekommen.

Es soll hier noch ein Versuch über die Phosphorescenz beschrieben werden, der mit einem Glasgefässe von folgender Form (Fig. 5) angestellt wurde.

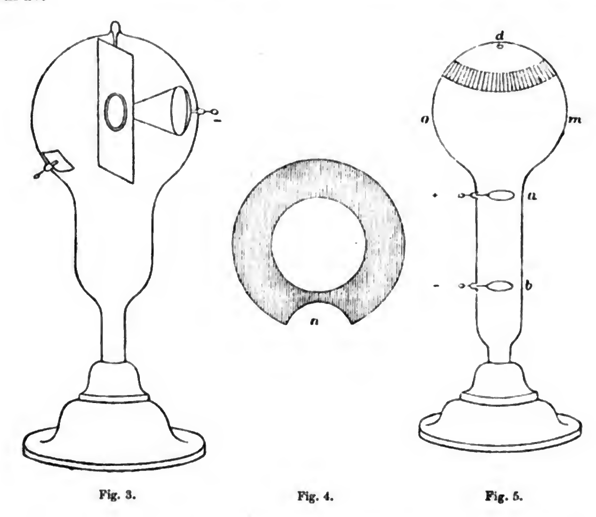


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

Bei *d* wurde ein Diamantsplitter mittels Gummi angeklebt. Die Anode *a* diente gleichzeitig als schattengebender Körper. Die zwischen Anode und Glaswand hindurchgehenden Strahlen erzeugten auf der Kugel einen hell phosphorescirenden Ring, in dessen Mittelpunkte, im Schatten der Anode, auch der Diamantsplitter leuchtete, offenbar in Folge der von den Kathodenstrahlen seitwärts zerstreuten Elektrodentheilchen.

Wurde die Wand bei *m* mit dem Finger berührt, so leuchtete an der berührten Stelle die innere Glaswand mit rothbraunem Phosphorescenzlichte, während die gerade gegenüberliegende Wand bei *o* einen grünen Phosphorescenzfleck zeigte, welcher zweifellos auf die Weise entsteht, dass die berührte Stelle ebenso wie eine Kathode Elektrodentheilchen aussendet, welche die Staubtheilchen an der Berührungsstelle und die gegenüberliegende Wand zur Phosphorescenz bringen. An der Ausgangsstelle phosphoresciren nur die leichter erregbaren Staubtheilchen. Bei der äussersten Verdünnung, wenn die Entladung bereits schwächer geworden ist, sieht man an der berührten Stelle, an der äusseren Wand, rings um den Finger auch eine schwache grüne Phosphorescenz. Diese Erscheinung liefert einen schönen Beweis dafür, dass die Kathodenstrahlen sich gegenseitig kreuzen können.

Bei Berührung der Glaswand in der Nähe der Anode *a* zeigte der Phosphorescenzring an der Kugel eine halbkreisförmige Einbiegung *n*, wie sie aus Fig. 4 zu ersehen ist.

Wurde die Glaswand etwas jenseits der Anode berührt, so zeigten sich zwei, oft auch mehrere ungleiche Einbiegungen, welche nach meiner Ansicht auf die Weise zu erklären sind, dass die die Kathodenstrahlen aussendende Berührungsstelle die Strahlen der Kathode *b* ablenkt. Diese Ablenkung der Kathodenstrahlen durch den Finger oder irgend einen Leiter beobachtet man, wenn auch viel schwächer, wenn man die Glaswand an irgend einer Stelle zwischen *d* und *b* berührt.

Diese Abstossung der Kathodenstrahlen scheint mir verwandt zu sein mit jener, welche Prof. Reitlinger und v. Urbanitzky am Büschellichte beobachtet haben.

Bewegungserscheinungen.

Meine Untersuchungen der Bewegungserscheinungen an einem von Crookes construirten elektrischen Radiometer führten zu einem sehr merkwürdigen Resultate, dass bei einer gewissen Verdünnung die beweglichen Kathoden und die losgerissenen Kathodentheilchen sich in derselben Richtung bewegen. Ueber diese Erscheinung habe ich mir eine gewisse Ansicht gebildet und dieselbe in meiner ersten Abhandlung ausgesprochen. Um diese Ansicht zu prüfen, habe ich weitere Versuche in dieser Richtung angestellt, deren Resultate hier mitgetheilt werden sollen. Zum leichteren Verständnisse des Nach-

folgenden erlaube ich mir zuerst das Wesentliche von jenen Resultaten vorauszuschicken, zu denen meine früheren Untersuchungen führten.

Die ebenen Aluminiumblättchen eines vierarmigen auf einer Spitze beweglichen Flügelrades waren einseitig mit Glimmer belegt. Wurde das Flügelrädchen mit dem negativen Pole eines Inductionsapparates verbunden, so rotirte dasselbe bei einer Verdünnung von ungefähr $0{,}2^{mm}$ Quecksilberdruck mit der Glimmerseite vorwärts, während bei einem Drucke von $0{,}04^{mm}$, wenn die Glaswände lebhaft phosphoresciren, die Drehung umgekehrt nach der Aluminiumseite, also in der Bewegungsrichtung der losgerissenen Kathodentheilchen, erfolgte.

Wurde im letzten Falle der Strom nach einiger Zeit unterbrochen, so blieb das Rädchen nach mehreren Umdrehungen stehen und kehrte nachher seine Bewegungsrichtung um.

Für diese Bewegungserscheinungen habe ich folgende Erklärung gegeben:

Aus der Thatsache, dass losgerissene Kathodentheilchen und die beweglichen Kathoden sich nach derselben Richtung bewegen, folgt zunächst, dass der elektrische Strom für diese Bewegung keine innere, sondern äussere Kraft ist, welche die losgerissenen Theilchen und die Flügel ebenso nach derselben Richtung treibt, wie ein Luftstrom, der durch eine mit bestaubter Baumwolle gefüllte Röhre geht, sowohl Staubtheilchen als ganze Ballen Wolle in der Stromrichtung mitführt. Der elektrische Strom, der ein Aetherstrom sein dürfte, bringt eine doppelte Wirkung in den beweglichen Flügeln hervor. Erstens: er erwärmt die Aluminiumseiten, und zweitens: er leistet Arbeit, indem er von den Flügeln einzelne Theilchen losreisst und die Flügel selbst in Bewegung setzt. Diese Bewegung erfolgt nach der Aluminiumseite, während aus der Reaction des Gastheilchen an der stärker erwärmten Aluminiumseite eine Kraft resultirt, welche das Rädchen nach der Glimmerseite zu treiben sucht. Diese Reaction findet hauptsächlich während jedesmaliger Unterbrechung des Stromes statt.

Die Wärmewirkung und die ihr entgegengesetzte Wirkung des elektrischen Stromes können entweder einander das Gleichgewicht halten, oder sich gegenseitig überwinden. Beim grösseren Drucke überwindet die Wärmewirkung des Stromes. Dreht sich das Rädchen eine Zeit lang nach der Aluminiumseite und wird dann der Strom unterbrochen, so bleibt nur die Wärmewirkung übrig, von welcher das Flügelrädchen umkehrt und nach der Glimmerseite rotirt.

Um diese Ansicht über die Bewegungserscheinungen zu prüfen, habe ich neue elektrische Radiometer construirt. Ein solches stellt Fig. 6 dar. Das Flügelpaar aus halbcylindrischem Aluminiumblech ist mittels eines Messinghütchens an einer Stahlspitze beweglich angebracht, welche letztere mit dem in die Glaswand eingeschmolzenen Platindrahte in Verbindung steht und als Kathode verwendet wird. Die Anode befindet sich oberhalb des Flügelrädchens in einem engen Röhrenstück.

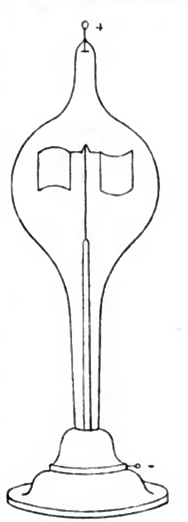


Fig. 6.

An diesem Radiometer wurden folgende Bewegungserscheinungen beobachtet:

1. Beim vollen Atmosphärendrucke drehte sich das Flügelpaar mit der concaven Seite vorwärts, und zwar unabhängig davon, ob man dasselbe als Anode oder Kathode verwendete. Wurde das birnförmige Glasgefäss mit der Handfläche umfasst, jedoch nicht berührt, so drehte sich das Flügelpaar äusserst schnell mit der convexen Seite vorwärts und noch schneller bei Berührung.

2. Bei einem Drucke von ungefähr 620^{mm} fand die erste Umkehrung der Flügel statt, und sie drehten sich mit der convexen Seite vorwärts. Die Geschwindigkeit der Bewegung nahm bei weiterer Verdünnung anfangs zu und dann ab, bis die Rotation endlich aufhörte, wenn zwischen dem Metallhütchen und der Anode ein Lichtstreifen erschien. Bei ungefähr 390^{mm} drehte sich das Rädchen so schnell, dass man die Flügel nicht unterscheiden konnte. Die Bewegung war etwas rascher, wenn das Flügelpaar als Kathode, und langsamer, wenn es als Anode verwendet wurde. Bei ungefähr 140^{mm} hörte die Bewegung auf.

3. Bei einem Drucke von ungefähr 0,5^{mm} fand eine zweite Umkehrung statt, wenn das Flügelpaar als Kathode diente, und das vom Glimmlichte umhüllte Rädchen drehte sich mit der concaven Seite vorwärts. Bei weiterer Verdünnung nahm die Geschwindigkeit der Bewegung anfangs zu und dann ab. Bei ungefähr 0,04^{mm} Druck wurde die Bewegung äusserst lebhaft und bei 0,02^{mm} bedeutend langsamer. Oft konnten die Reibungswiderstände an der Spitze nicht

überwunden werden, und musste daher beim Beginn der Bewegung durch schwaches Klopfen nachgeholfen werden.

Bei dieser Verdünnung wurde noch folgender Versuch angestellt. Ich liess den Strom 30—60 Secunden lang durch das Radiometer sich entladen, bis die Flügel anfingen sich nach der concaven Seite zu bewegen. Wurde nun der Strom unterbrochen, so drehte sich der Flügel ziemlich rasch, ungefähr zweimal in einer Secunde, und machte gegen 130 Umdrehungen; dieser Versuch wurde oft mit gleichem Erfolge wiederholt. Bei weiterer Verdünnung war die Zahl der Umdrehungen nach Unterbrechung des Stromes immer kleiner.

4. Bei einer noch grösseren Verdünnung von ungefähr 0,01 ^{mm}, wenn die Glaswände lebhaft phosphoresciren, findet ein dritte Umkehrung der Bewegungsrichtung statt. Das Flügelpaar dreht sich noch einmal mit der convexen Seite vorwärts. Die Entladungen finden hauptsächlich nur an den Rändern der Aluminiumblättchen statt, und daher erscheinen an den Wänden sehr viele Lichtfiguren, die mit den Flügeln rotiren. Da ausserdem die Entladungen intermittirend erfolgen, so treffen sie während der Bewegung der Flügel verschiedene Stellen der Glaswand, und das Auge sieht sie gleichzeitig, wegen der längeren Dauer des Lichteindruckes. Das Glasgefäss zeigt ein sehr schönes Spiel herumflackernder Lichtfiguren. Die Phosphorescenz der Glaswände ist etwas lebhafter und die Rotation der Flügel schneller, wenn in die Zuleitungsdrähte eine Luftstrecke eingeschaltet wird.

Wird bei diesem Verdünnungsgrade das Gefäss oberhalb des Flügelrädchens nahe an dem Ansatzröhrchen mit einem feuchten Finger berührt oder auch nur angehaucht, so verschwindet für einige Zeit die Entladung und die Phosphorescenzerscheinung. Die Entladungen erfolgen offenbar nur an der Aussenseite des Gefässes, so lange die Glaswand feucht ist. Das Befeuchten des Gefässes unterhalb des Flugrädchens bringt nicht diese Wirkung hervor.

Ich will an dieser Stelle von allen Bewegungserscheinungen zuerst den dritten Fall erklären, wo das Flugrädchen bei 0,02 ^{mm} Quecksilberdruck nach Unterbrechung des Inductionsstromes sich nach der concaven Seite dreht. Hier ist offenbar die Wärmewirkung des Stromes allein die Ursache der rotirenden Bewegung.

Wir wollen nun sehen, wie aus einer gleichmässigen Erwärmung eines halbcylindrisch gewickelten Aluminiumblättchens eine Bewegung

nach der concaven Seite entstehen kann. In Fig. 7 soll *aob* den Querschnitt eines solchen Flügels bedeuten. An dem gleichmässig erwärmten Blättchen werden die von den beiden Seiten heranfliegenden Moleküle mit grösserer Geschwindigkeit zurückprallen und aus ihrer Reaction gegen das Blättchen werden zwei normal gegen dasselbe gerichtete entgegengesetzte Druckkräfte resultiren. Der Einfachheit halber betrachten wir ein kleines Flächenelement bei *o* am Scheitel des Flügels. An der concaven Seite werden nur jene Moleküle auf das Flächenelement zurückwirken, welche nach allen Richtungen, die innerhalb der Oeffnung *ab* liegen, zurückprallen. Die übrigen Moleküle werden die von dem Flächenelemente erhaltene Bewegungsgrösse irgendwo an der concaven Seite des Blättchens abgeben. Es wird sich, so zu sagen, ein Theil der bewegten Moleküle an der concaven Seite fangen und gelangt nicht zur Wirkung. Es wird daher die Resultirende sämmtlicher Reactionskräfte auf das Flächenelement an der convexen Seite, wie aus der Zeichnung zu ersehen ist, grösser sein müssen als an der concaven Seite, und das Blättchen wird daher mit der concaven Seite sich vorwärts bewegen. Ein derartiges Flugrädchen, dessen Temperatur höher als die der Umgebung ist, bewegt sich somit in derselben Richtung wie unter der Wirkung der Lichtstrahlen, die ja auch grösstentheils in Wärme der metallischen Flügel verwandelt werden. Die theilweise reflectirten Lichtstrahlen vereinigen sich in einer Brennlinie und erhöhen daselbst die Temperatur. Das kältere Gas strömt über die convexe Seite gegen die Brennlinie und nimmt den Flügel mit in Folge der Reibung, die bei dieser Verdünnung kaum dreimal kleiner ist als beim Atmosphärendruck. Die in Wärme umgewandelten und reflectirten Lichtstrahlen wirken in demselben Sinne.

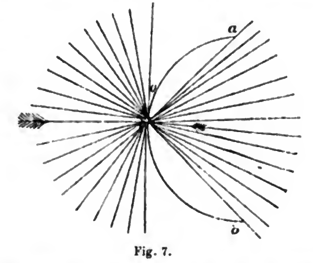


Fig. 7.

Ein bestrahltes oder erwärmtes Rädchen mit concaven Flügeln bewegt sich somit nach der concaven Seite. Wird dagegen das Glasgefäss erwärmt, etwa auf die Weise, dass man dasselbe in eine warme Luft stellt, so geschieht die Bewegung entgegengesetzt nach der convexen Richtung.

Nach dieser Ueberlegung stellte ich mir die Frage, ob und wie sich ein von der Spitze mittels eines Glashütchens isolirtes gleichgeformtes Flügelpaar bewegen wird. Wäre die obige Ansicht von der bewegenden Wirkung des Inductionsstromes richtig, so müsste das Flügelpaar jetzt in Ruhe bleiben, weil die Entladungen nur aus der Metallspitze ausgehen.

Das Experiment hat jedoch diese Folgerung nicht bestätigt. Das Flügelpaar drehte sich erst bei äusserster Verdünnung, wenn die Glaswände lebhaft phosphoresciren, mit der convexen Seite vorwärts. Nach Unterbrechung des Stromes erfolgte eine Rotation in entgegengesetzter Richtung.

Da bekanntlich das Glas die Inductionsströme noch ziemlich gut leitet, so war die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, dass auch die Flügel sich entladen. Ich habe daher ein Flügelpaar aus halbcylindrisch gewickelten Glimmerblättchen construirt und dieselben mittels eines Glashütchens von der Nadelspitze isolirt. Auch dieses Flugrädchen zeigte bei äusserster Verdünnung eine Bewegung nach der convexen Seite und rotirte in umgekehrter Richtung, wenn der Strom unterbrochen wurde.

Aus diesem Versuche glaube ich mit Sicherheit schliessen zu dürfen, dass die Bewegung des Flügelrädchens durch die Elektrodentheilchen indirect veranlasst wird. Die Theilchen erwärmen die Glaswand, und erst die von der Wand in das Innere des Gefässes heftiger zurückprallenden Gastheilchen erzeugen, wie in einem gewöhnlichen Radiometer mit halbcylindrischen Flügeln, die Bewegung nach der convexen Seite.

Dauert der Versuch längere Zeit, so werden auch die Flügel nach und nach erwärmt und rotiren nach Unterbrechung des Stromes wegen der schnelleren Abkühlung der Glaswand nach der concaven Seite.

Es sei hier noch bemerkt, dass beide Flügelrädchen aus Aluminium und Glimmer bei ungefähr 400^{mm} Druck ebenfalls nach der convexen Seite rotirten, höchst wahrscheinlich in Folge schwacher Entladungen an den Spitzen der Flügel, sich somit als gewöhnliche Flugrädchen verhielten. Bei anderen Verdünnungen der Luft blieben die Rädchen indifferent, oder ihre Bewegung erfolgte sowohl nach der einen als der anderen Seite.

Es lag die Vermuthung nahe, dass auch im Crookes'schen Radiometer die von mir zuerst beobachtete Bewegung nach der Aluminium-

seite, bei äusserster Verdünnung, derselben Ursache, also der Erwärmung der Wand durch die fortgeschleuderten Kathodentheilchen, zuzuschreiben sei.

Ich habe zu diesem Behufe ein Flügelpaar aus sehr dünnem Messingblech und Glimmer construirt und dasselbe mittels eines Glashütchens von der Spitze isolirt. Bei äusserster Verdünnung drehte sich das Rädchen mehrmals, zuerst nach der Metallseite und nachher ziemlich rasch nach der Glimmerseite. Dabei rasselte das Glashütchen an der Spitze so laut, dass man das Geräusch im nächsten Zimmer bei verschlossener Thür hören konnte. Die springenden Bewegungen des Rädchens erfolgten in der verticalen Richtung, als ob die Spitze dasselbe hinaufschleudern würde.

Dass das Rädchen nicht fortwährend nach der metallischen Seite rotirt, dürfte seinen Grund darin haben, dass die dünnen Blättchen sehr bald die Temperatur der Wände erreichen, da die letzteren nur durch die Strahlen einer dünnen Nadelspitze erwärmt werden. Ist die Temperatur der Wände der Flügel an beiden Seiten gleich, dann findet keine Rotation statt. Nachher erwärmt sich jedoch die metallische Seite stärker als die Glimmerseite, und es muss daher die Drehung nach der Glimmerseite erfolgen.

Nach diesen Versuchen scheint mir die Annahme höchst wahrscheinlich zu sein, dass die Bewegung der Flügel nach der Aluminiumseite bei der höchsten Verdünnung eine Folge der durch Kathodenstrahlen erwärmten Glaswände ist, und ich nehme daher keinen Anstand, meine frühere Hypothese von der treibenden Wirkung des elektrischen Stromes zurückzunehmen.

Auch ist nach diesen Versuchen zu erwarten, dass der elektrische Strom bei einer geringeren Verdünnung, wenn das Glimmlicht erscheint, die Kathode stärker erwärmen wird, als bei der höchsten Verdünnung, wenn Phosphorescenzerscheinungen sich zeigen. Im ersten Falle werden sehr wahrscheinlich die losgerissenen Elektrodentheilchen an die Kathode sehr oft anprallen und einen Theil ihrer Bewegung an dieselbe zurückgeben, während im letzteren Falle die meisten Theilchen die Glaswand treffen und diese erwärmen.

Um diese Vermuthung zu prüfen, wurde in einem birnförmigen Glasgefässe die Temperatur der Kathode bei verschiedenem Drucke gemessen.

Das cylindrische Gefäss des Thermometers war mit dünnem Aluminiumblech so eng umschlossen, dass die Entladungen nur nach aussen

stattfinden konnten. Das Thermometergefäss war sehr klein und ruhte auf einem Glasröhrchen in der Mitte des Glasgefässes. Der Versuch zeigte, wie ich vorausgesehen habe, dass die Temperatur der Kathode grösser ist, wenn dieselbe vom Glimmlichte umfluthet wird, als wenn die Glaswände rings um das Thermometergefäss phosphoresciren. Im ersten Falle war die Temperatur 47° C., im letzteren 41° C.

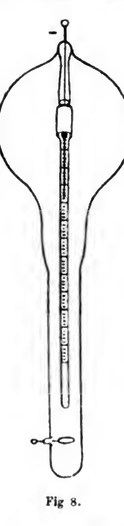


Fig 8.

Daraus geht unzweifelhaft hervor, dass die Temperatur der Kathode abnimmt, wenn die Verdünnung zunimmt.

Es wären somit zwei Kräfte, welche die Bewegung der Rädchen bei grosser Verdünnung erzeugen: 1. die Wärmewirkung an den Flügeln und 2. die Wärmewirkung der umgebenden Glaswände. Beide Wirkungen sind entgegengesetzt gerichtet; die erste treibt die Flügel in Folge der Reaction der Gastheilchen nach der Glimmerseite oder concaven Seite, und die letztere wie in einem gewöhnlichen Radiometer nach der metallischen oder convexen Seite.

Geht der Inductionsstrom durch das Radiometer beim Drucke 0,02^{mm}, so wird die Reactionswirkung der Gastheilchen an den Flügeln durch die Wärmewirkung an den Glaswänden geschwächt, und die Bewegung des Flugrädchens ist weniger lebhaft, und viel lebhafter, wenn der Strom unterbrochen wird, weil die ganze Wärmewirkung an den Flügeln zur Geltung kommt.

Bei einem bestimmten Verdünnungsgrade können sich beide Wirkungen das Gleichgewicht halten, und die Bewegung beginnt erst nach der Unterbrechung des Stromes.

Bei einer noch höheren Verdünnung als 0,02^{mm}, wenn die Glaswände lebhaft phosphoresciren, überwiegt die Wärmewirkung der Glaswände, und die Rotation des Rädchens erfolgt daher nach der convexen, resp. nach der metallischen Seite der Flügel.

Die Ursache der Rotation des Rädchens nach der convexen Seite zwischen 140 und 620^{mm} Druck ist darin zu suchen, dass die positive, eventuell negative Entladung nur an den Ecken der Flügel in den Gasraum vor sich geht. Die mit statischer positiver oder negativer

Elektricität geladenen Gastheilchen werden fortgestossen, und ihre Rückwirkung treibt die Flügel in entgegengesetzter Richtung, somit nach der convexen Seite. Wie leicht einzusehen ist, verhält sich ein halbcylindrischer Flügel wie ein System von vier nach derselben Seite gekehrten Spitzen. Im zweiten Flügel sind die Ecken entgegengesetzt gerichtet und wirken daher mit den ersteren im gleichen Sinne.

Beim vollen Atmosphärendrucke erfolgt die Entladung an den Ecken der Flügel nicht in den Gasraum, sondern an die Glaswand, indem zwischen denselben kleine Funken überspringen. Diese Entladungen scheinen mir die Ursache der Bewegung des Rädchens zu sein, welche nach der concaven Seite der Flügel erfolgt.

Beim Annähern der Handfläche an das Glasgefäss wird jene Entladung verhindert, die Elektricität entladet sich wieder in den Gasraum, und die Rotation erfolgt auch bei diesem Drucke nach der convexen Seite.

Ob die statischen Ladungen der Glaswände nicht in einem oder entgegengesetzten Sinne die Bewegung des Rädchens beeinflussen, konnte bisher nicht ermittelt werden.

Eine genaue Untersuchung der statischen Ladungen der Glasgefässe beabsichtige ich demnächst auszuführen, und möchte hier nur erwähnen, dass bei äusserster Verdünnung die beiden Drahtenden negativ und das ganze Glasgefäss positiv elektrisch sind.

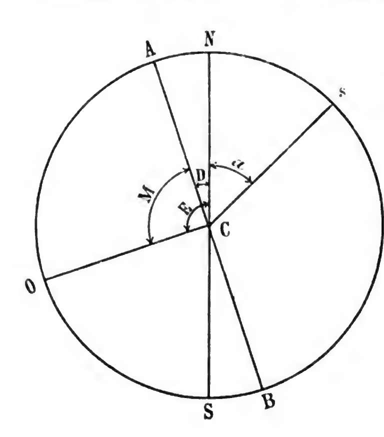
Die in meinen Abhandlungen beschriebenen Glasapparate verfertigt Herr Robert Goetze in Leipzig, Härtelstrasse 6.

Kleinere Mittheilungen.

Neue Methode zur Bestimmung der magnetischen Declination auf Reisen nach Dom. Ragona.

In Nr. 1 und 2 der „Note e Corrispondence riguardanti la meteorologia e il magnetismo“ des Observatoriums zu Modena veröffentlicht der Director genannter Anstalt, Herr Domenico Ragona, bei Gelegenheit der Beschreibung eines von ihm erdachten magnetischen Reiseobservatoriums (Osservatorio portatile), eine neue Methode zur Bestimmung der Declination auf Reisen, welche den Beobachter von der Kenntnis der Zeit und der geographischen Breite des Ortes unabhängig macht. Nachdem zuvor die Collimation der magnetischen Achse der Magnetnadel des Theodoliten ermittelt worden ist — bei dem von Herrn Ragona modificirten Instrumente hat der Magnet die Form eines Hohlcylinders, der beliebig am Faden suspendirt werden oder mittels eines Achathütchens auf einer Stahlspitze einspielen kann — wird das Instrumentalazimut der Magnetnadel, dann diejenigen von drei Fundamentalsternen, zugleich mit ihren Höhen, und zuletzt wieder das Azimut der Nadel am Horizontalkreise gemessen.

Bedeutet CO^0 die Richtung der Null auf dem Horizontalkreise des Theodoliten, NS die des astronomischen Meridians, AB die des magnetischen Meridians, Cs die des Verticalkreises eines Sternes, a das wahre Azimut des letzteren, während das am Kreise abgelesene A ist, endlich M das Instrumentalazimut der Magnetnadel, so findet man die magnetische Declination D aus der Relation



$$D = E - M,$$

so dass also nur der Winkel E zu ermitteln bleibt. Zu dem Ende dienen die beobachteten Azimute der drei Sterne A_1, A_2, A_3, ihre (wegen der Refraction corrigirten) ebenfalls beobachteten

Höhen h_1, h_2, h_3 und die aus einer astronomischen Ephemeride zu entnehmenden Declinationen derselben δ_1, δ_2, δ_3. Setzt man nämlich der Kürze halber

$$\begin{aligned} b &= \sin\delta_2 \cos h_1 \sin h_3 \\ c &= \sin\delta_3 \cos h_1 \sin h_2 \\ a &= \sin\delta_1 \cos h_2 \sin h_3 \\ f &= \sin\delta_3 \cos h_2 \sin h_1 \\ d &= \sin\delta_1 \cos h_3 \sin h_2 \\ e &= \sin\delta_2 \cos h_3 \sin h_1, \end{aligned}$$

so ist nach Ragona

$$\operatorname{tg} E = \frac{-(b-c)\cos A_1 + (a-f)\cos A_2 - (d-e)\cos A_3}{(b-c)\sin A_1 - (a-f)\sin A_2 + (d-e)\sin A_3}.$$

Dass diese Methode der Declinationsbestimmung an die Nachtstunden gebunden ist, erscheint um so weniger als ein Nachtheil, als gerade diese Zeit aus bekannten Gründen die günstigste für erdmagnetische Messungen auf Reisen ist. G. Hellmann.

Zur Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers Weber-Kohlrausch.

Von

G. Hellmann.

Bei der Untersuchung[1]) einiger Instrumente zur Bestimmung der magnetischen Declination und der Horizontalintensität auf Reisen (wissenschaftliche Expeditionen, magnetische Landesaufnahmen) war ich hinsichtlich der Leistungsfähigkeit des compensirten Magnetometers Weber-Kohlrausch zu dem Resultate gelangt, dass es die geforderte Genauigkeit von $\pm$ 0,001 absol. Einheiten im Maasse der Horizontalintensität zu gewähren nicht im Stande ist, dass seine Fehler vielmehr ausserhalb der mittleren täglichen Variationen dieses Elementes liegen. Herr Strouhal, der mit dem Originalinstrumente des Herrn Kohlrausch öfters gearbeitet hat, erhebt gegen dieses Ergebnis Widerspruch[2]). Aus einer Reihe von relativen und absoluten Messungen mit jenem Instrumente will er das Gegentheil erweisen: „dass dessen Fehler in der That, so wie Kohlrausch behauptet hatte, innerhalb der erdmagnetischen Variationen (welcher? H.) liegen

1) In Wild's Repert. f. Meteorol. Bd. 7 Nr. 1 und in diesem Repert. Bd. 16 Hft. 3.
2) Dieses Repert. Bd. 17 Hft. 6.

und dass daher in allen Fällen, wo die letzteren vernachlässigt werden, das Instrument wegen seiner compendiösen Form u. s. w. als vorzüglich brauchbar bezeichnet werden kann". Das letztere Urtheil habe ich bereits a. a. O. S. 30 geäussert, allein deshalb ist das Instrument zu rein wissenschaftlichen erdmagnetischen Messungen, die keinen andern Nebenzweck haben, im Allgemeinen doch ungeeignet, wie eigentlich Herr Strouhal in dem eben citirten Schlusspassus seiner Abhandlung schon selbst zugesteht. Berechnet man aus seinen relativen und (indirecten) absoluten Messungen die wirklichen Fehler der Horizontalintensität, so findet man im ersteren Falle $\pm$ 0,0027, im letzteren $\pm$ 0,0041 absol. Einheiten, allerdings wesentlich kleiner als bei dem von mir gebrauchten Instrumente, dessen Constructionsmängel ich a. a. O. angegeben habe, aber immer noch so gross, dass die Leistungsfähigkeit des Instrumentes hinter den oben gestellten Anforderungen zurückbleibt. Ich habe übrigens darauf hingewiesen, dass in unseren Breiten die geforderte Genauigkeit von $\pm$ 0,001 mit dem compensirten Magnetometer in seiner bisherigen Construction niemals erreicht werden kann. Ein Blick auf die Gleichung $d\varphi = \frac{dH}{2H} \cdot \sin 2\varphi$ zeigt nämlich sogleich, dass, selbst wenn der beim compensirten Magnetometer günstigste Ablenkungswinkel φ von 50^0 beobachtet wird, z. B. in der Breite von Würzburg, wo H in runder Zahl gleich zwei absol. Einheiten zu setzen ist, derselbe mit einer Genauigkeit von $0{,}8'$ ermittelt werden muss, wenn H bis auf $\pm$ 0,001 sicher werden soll. Wie soll eine solche Leistung bei einer Kreistheilung, wo der blosse Ablesungsfehler $6'$ beträgt, möglich sein! Dagegen möchte ich Gelegenheit nehmen, hier darauf aufmerksam zu machen, dass das compensirte Magnetometer bei den bevorstehenden Beobachtungen an den Polarstationen vielleicht gute Dienste leisten kann[1]). Wie obige Gleichung zeigt, ist, unter denselben Bedingungen, bei $H = 0{,}5$ absol. Einh. in der Messung des Ablenkungswinkels φ eine Genauigkeit von nur $3\frac{1}{2}$ Minuten erforderlich; dazu kommt, dass auch, wie die andere Gleichung

$$d(t_0 - t) = \frac{dH}{H} \cdot \frac{1}{\mu}$$

1) Vgl. Protocolle der III. internat. Polarconferenz zu St. Petersburg, 1.—6. Aug. 1881, S. 17 § 30. „Es ist durchaus erforderlich, ausser den absoluten Beobachtungen im Observatorium selbst, auch in der Umgebung desselben eine Reihe von Messungen auszuführen, um etwaige locale Einflüsse zu constatiren."

lehrt, die Berücksichtigung des Temperaturcoëfficienten (μ) in hohen Breiten viel geringere Schwierigkeiten bereitet. Die grosse Handlichkeit des Instrumentes wäre für besagte Zwecke seine grösste Empfehlung.

Internationale Polarcommission.

In Folge der officiellen Mittheilungen, welche mir bis dahin zugegangen sind, bin ich in der Lage Namens der internationalen Polarcommission zu erklären, dass die Ausführung des Weyprecht'schen Projects simultaner physikalischer, insbesondere meteorologischer und erdmagnetischer, Beobachtungen auf einer Reihe von Stationen in der arktischen Zone nunmehr gesichert ist und zwar mit Beginn der, mindestens einjährigen Observationen im Herbst 1882.

Folgende sechs Staaten haben nämlich bereits ihre Betheiligung an dem Unternehmen definitiv zugesagt:

Dänemark, Norwegen, Oesterreich-Ungarn, Russland, Schweden, Vereinigte Staaten von Nordamerika.

Dabei ist zu bemerken, dass für Oesterreich-Ungarn und Schweden Privatpersonen, nämlich für ersteres Graf H. v. Wilczek in Wien und für letzteres der Kaufmann L. O. Smith in Stockholm, die nöthigen Mittel zur Ausrüstung der betreffenden Expeditionen zur Verfügung gestellt haben.

Diese Staaten werden, wenn nicht durch eine weitere Betheiligung anderer Länder eine bezügliche Modification eintreten sollte, in folgenden Punkten der arktischen Zone Observatorien errichten:

Dänemark in Upernivik,
Norwegen im nördlichen Finnmarken,
Oesterreich-Ungarn auf Jan-Mayen oder wenn möglich an der Ostküste Grönlands,
Russland auf Nowaja-Semlja und an der Lena-Mündung,
Schweden auf Spitzbergen,
Vereinigte Staaten bei Point Barrow und in der Lady Franklin Bay.

Dies sind aber die acht Punkte im arktischen Gebiet, deren Besetzung die erste Polarconferenz in Hamburg im October 1879 als mindestens nothwendig für die Ausführung des Unternehmens bezeichnete und woran auch die zweite Conferenz in Bern im August 1880

als Bedingung zur Lösung der gestellten Aufgabe festhalten zu müssen glaubte.

Nach den eingegangenen Nachrichten ist aber weiterhin ziemlich sicher zu erwarten, dass gemäss dem auf der Hamburger Conferenz ausgesprochenen Wunsche zugleich auch an einigen Punkten der antarktischen Zone Beobachtungen werden gemacht werden. Es ist nämlich sehr wahrscheinlich, dass Deutschland auf der Süd-Georgien-Insel und Frankreich am Cap Horn Stationen errichten werden und ausserdem noch Holland eine solche im Dickson-Hafen (Sibirien) begründen und Deutschland dem anfänglichen Plane gemäss Jan-Mayen besetzen wird, in welch' letzterem Fall dann Oesterreich-Ungarn und theilweise auch Russland an anderen als den oben angegebenen Orten Stationen einrichten würden.

Wie dem übrigens auch sein wird, jedenfalls können nach erfolgter Sicherung der Ausführung des Unternehmens von jetzt an alle Staaten, die sich bereits entschieden haben, unverweilt auf Grundlage der allgemeinen Bestimmungen der Conferenzen in Hamburg und in Bern die nöthigen Vorbereitungen für ihre bezüglichen Expeditionen beginnen.

Zur definitiven und genaueren Vereinbarung über die zu besetzenden Punkte, über den Umfang und den Modus der gemeinsamen Beobachtungen sowie über den Beginn und die Termine der simultanen Observatorien ist es nöthig, bald noch eine dritte internationale Polarconferenz abzuhalten. Es ist dafür als Ort St. Petersburg und als Termin der 1. August (n. St.) dieses Jahres in Aussicht genommen.

Der Präsident der internationalen Polarcommission:

H. Wild.

St. Petersburg, 14. Mai 1881.

Register.

Die Zahlenangaben bedeuten Seitenzahlen.

REPERTORIUM

FÜR

EXPERIMENTAL-PHYSIK,

FÜR

PHYSIKALISCHE TECHNIK,

MATHEMATISCHE UND ASTRONOMISCHE INSTRUMENTENKUNDE.

HERAUSGEGEBEN

VON

D^R PH. CARL,

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER KGL. KRIEGS-AKADEMIE IN MÜNCHEN.

SIEBZEHNTER BAND.

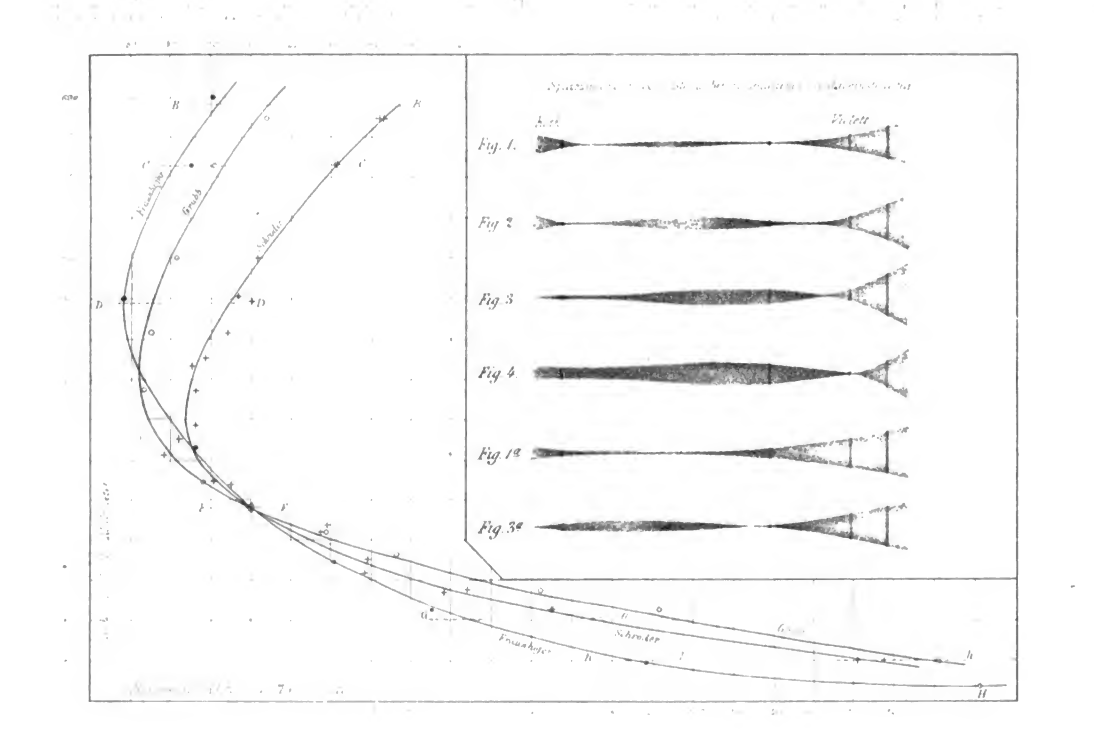
ATLAS.

(MIT TAFEL I – IX.)

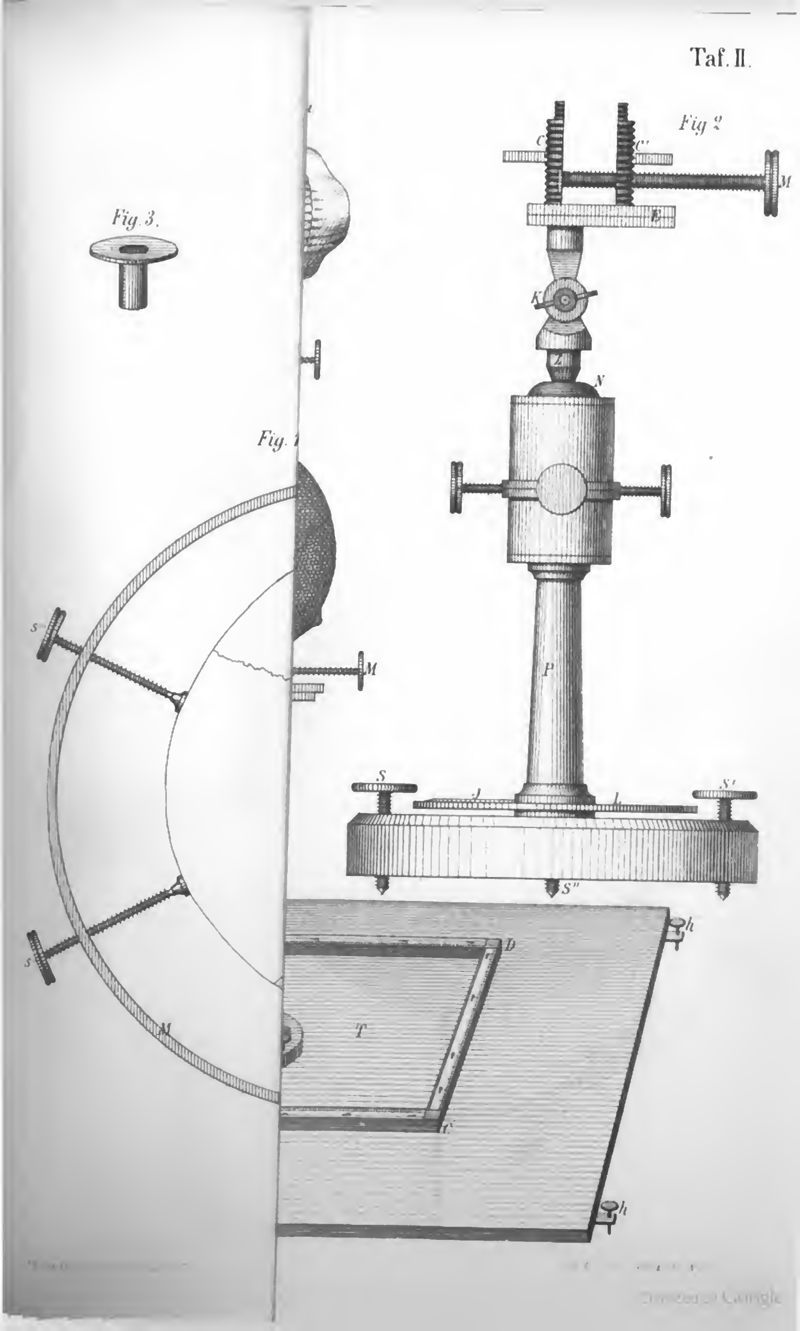
MÜNCHEN UND LEIPZIG 1881.

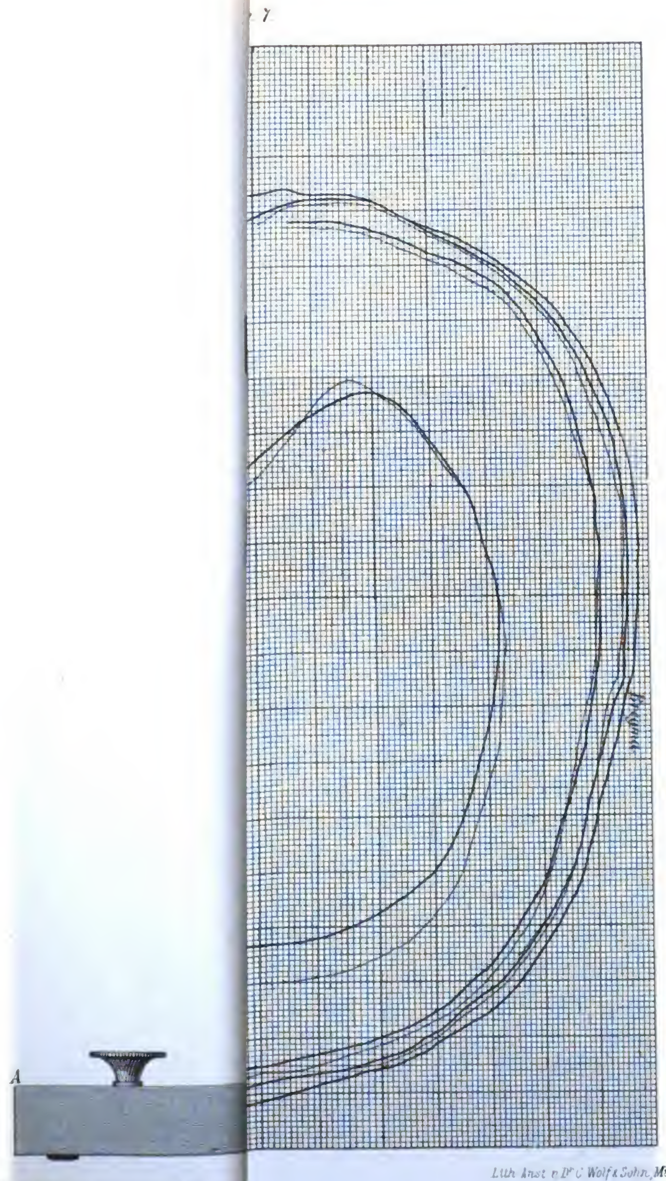
DRUCK UND VERLAG VON R. OLDENBOURG.

Verzeichnis der Figurentafeln.

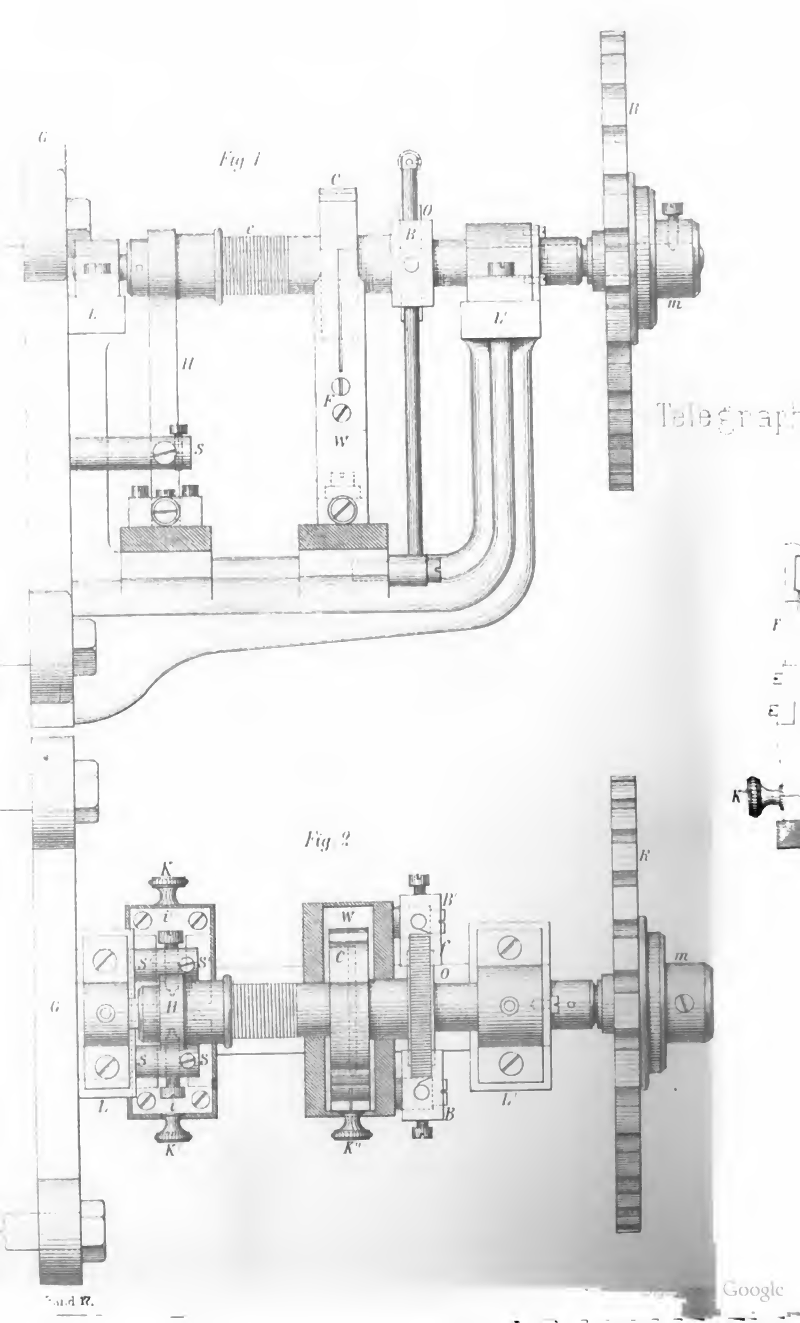

Roth
Violett
Fig. 1.
Fig. 2
Fig. 3
Fig. 4.
Fig. 1a
Fig. 3a
B
C
D
E
F
G
H
h
Fraunhofer
Grubb
Schröder

Taf. II.

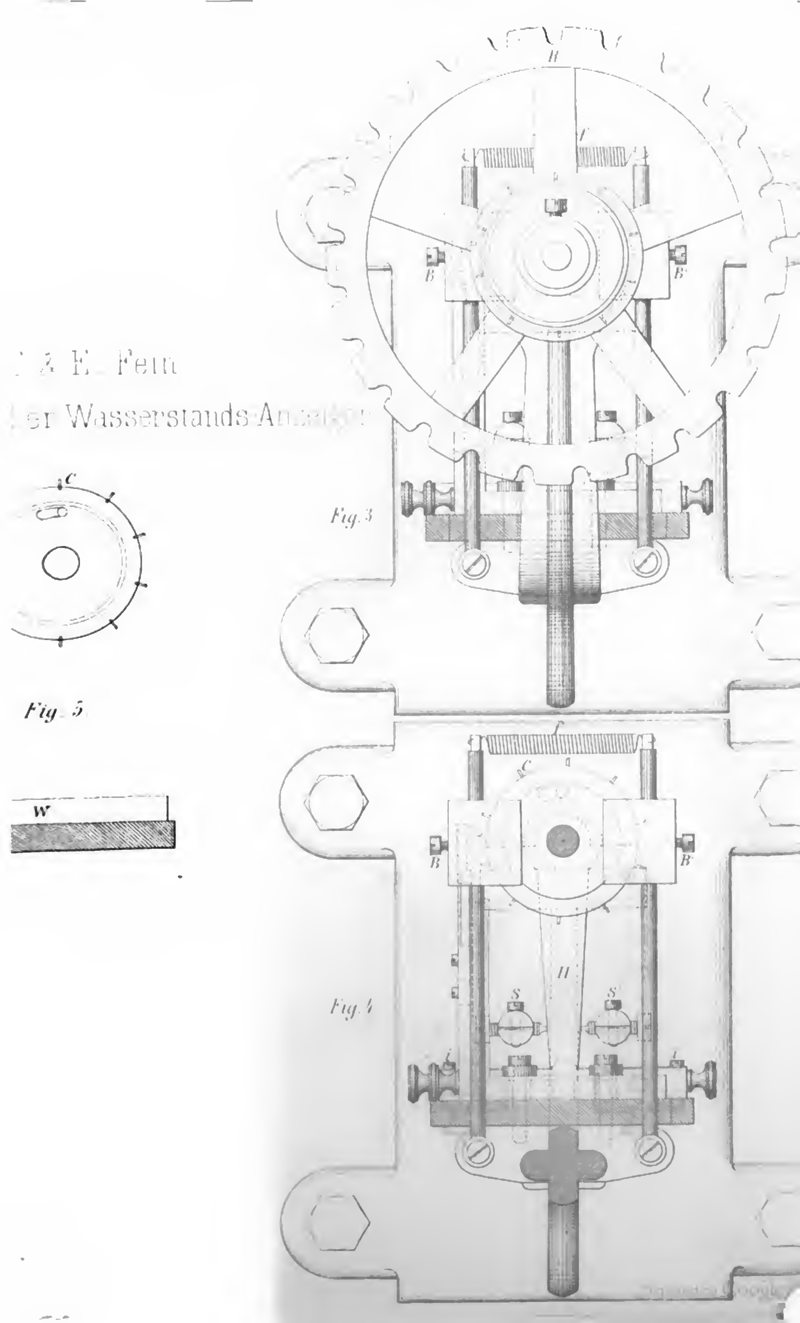




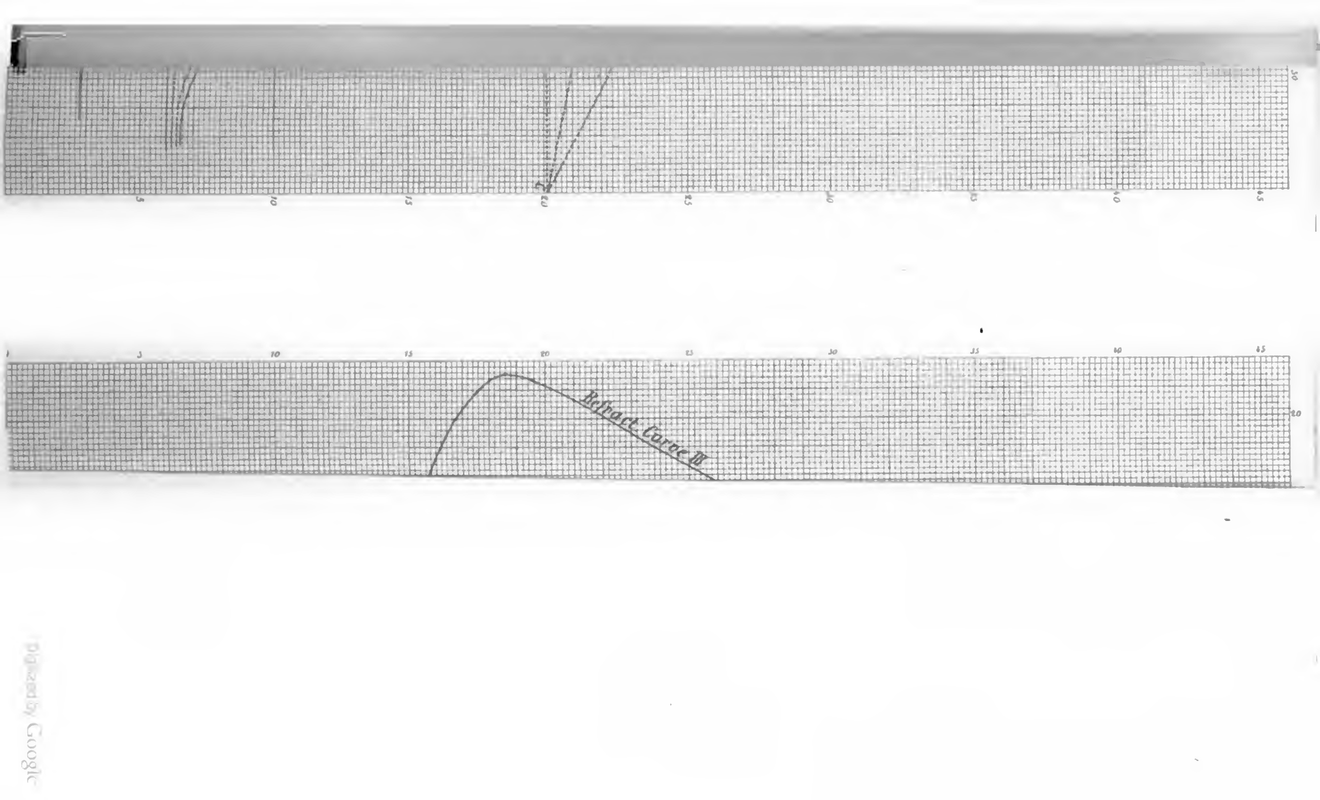
Lith. Anst. v. Dr. C. Wolf & Sohn, München.



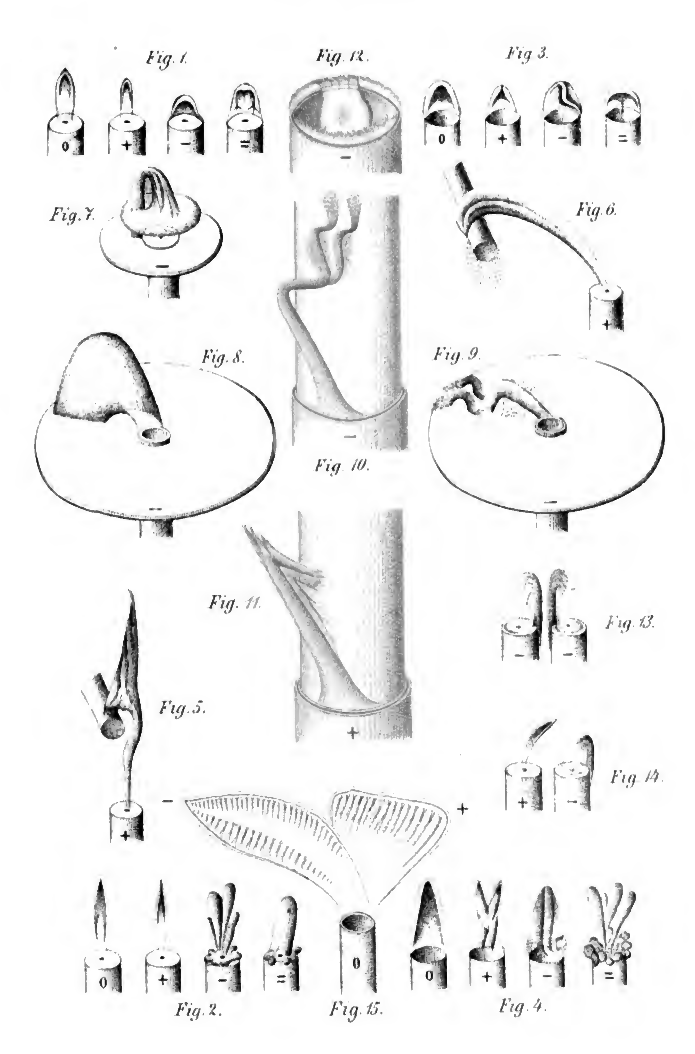
Band IV.



E. Fein
er Wasserstands Anzeiger
Fig. 3
Fig. 4
Fig. 5
W
B
S
H
C

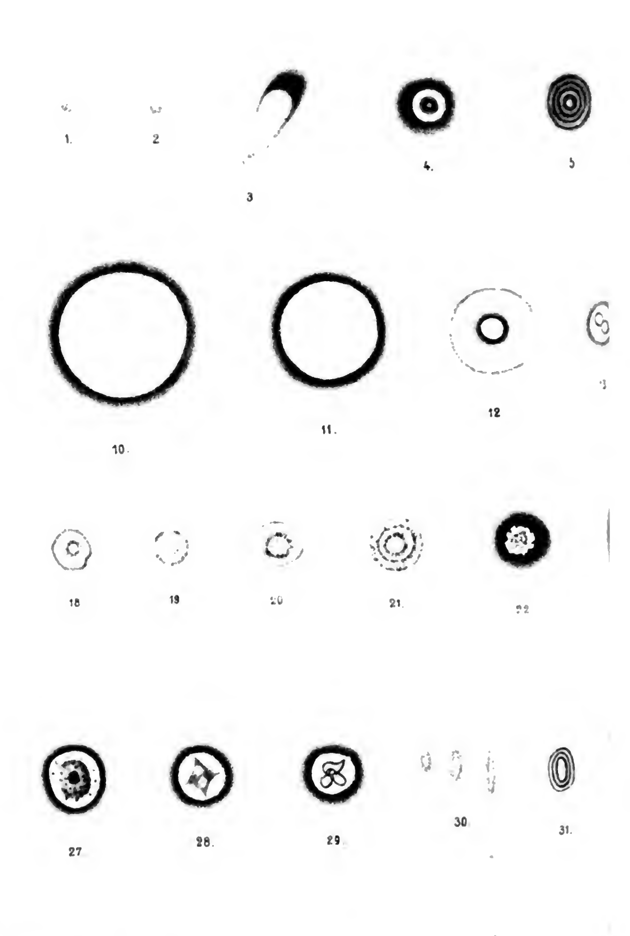

Refract. Curve III

W. Holtz, Zum elektrischen Verhalten der Flamme



Reitlinger

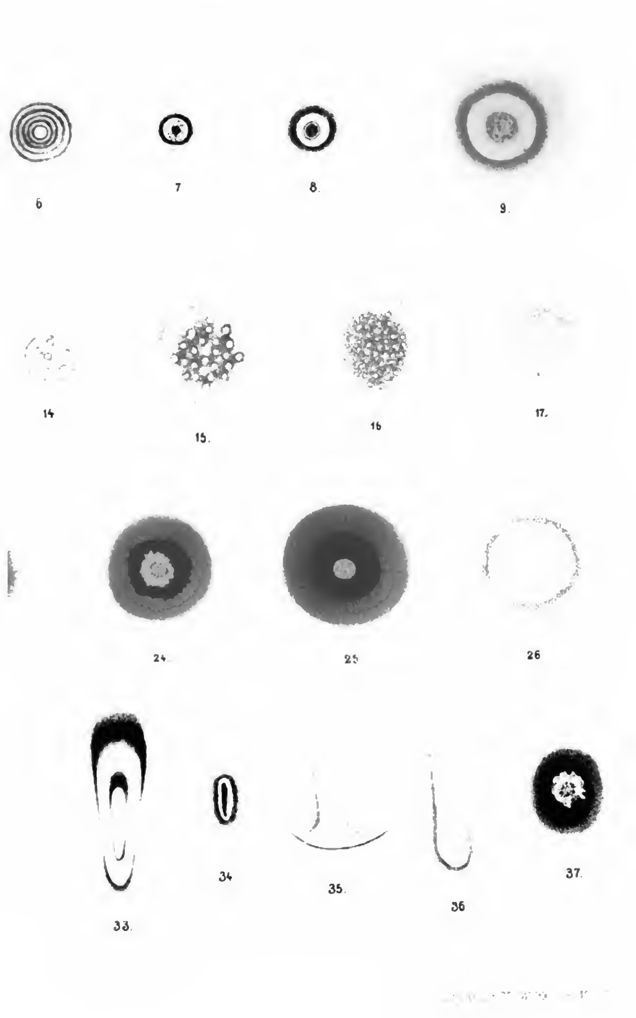
Ueber elektrische Ringfiguren u. d...



Ph. Carls Repertorium Bd. ...

ächter:
Formveränderung durch den Magnet.

Taf. VII.



Der Koch. Neue elektr. Staubfiguren.

Ph. Carls Repertorium, Band 17

en n

Zöllne

Torsionskre

q. 5.

Grösse

onskreis.

